

SÉRIE A, N° 1168

N° D'ORDRE :

2031

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. CONSIGNY

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES COURBES D'IONISATION.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 24 novembre 1928, devant la Commission d'Examen.

M ^{me} CURIE	Président
MM. JEAN PERRIN . . .	} Examinateurs
DEBIERNE	

PARIS (V^e)

LES PRESSES UNIVERSITAIRES DE FRANCE

49, Boulevard Saint-Michel, 49

SÉRIE A, N° 1168

N° D'ORDRE :

2031

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. CONSIGNY

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES COURBES D'IONISATION.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 24 novembre 1928, devant la Commission d'Examen.

M^{me} CURIE *Président*

MM. JEAN PERRIN . . .

DEBIERNE . . .

} *Examineurs*

PARIS (V^e)

LES PRESSES UNIVERSITAIRES DE FRANCE

49, Boulevard Saint-Michel, 49

—
1928

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyens honoraires P. APPELL, M. MOLLIARD.

Prof. honoraires P. PUISEUX.
V. BOUSSINESQ.
A. JOANNIS.
H. LE CHATELIER.
H. LEBESQUE.
A. FERNBACH.
A. LEDUC.

Emile PICARD . . . Analyse supérieure et algèbre supérieure.
G. KÖNIGS . . . Mécanique physique et expérimentale.
E. GOURSAT . . . Calcul différentiel et calcul intégral.
P. JANET . . . Electrotechnique générale.
F. WALLERANT . . . Minéralogie
H. ANDOYER . . . Astronomie.
P. PAINLEVÉ . . . Mécanique analytique et mécanique céleste.
Gabriel BERTRAND . . Chimie biologique.
Mme P. CURIE . . . Physique générale et radioactivité.
M. CAULLERY . . . Zoologie (Evolution des êtres organisés).
G. URBAIN . . . Chimie minérale.
Emile BOREL . . . Calcul des probabilités et Physique mathém.
L. MARCHIS . . . Aviation.
Jean PERRIN . . . Chimie physique.
Rémy PERRIER . . . Zoologie (Enseignement P. C. N.).
H. ABRAHAM . . . Physique
M. MOLLIARD . . . Physiologie végétale.
E. CARTAN . . . Géométrie supérieure.
L. LAPICQUE . . . Physiologie générale.
E. VESSIOT . . . Théorie des fonctions et théories des transformations.

Professeurs . . . A. COTTON . . . Physique générale.
J. DRACH . . . Application de l'analyse à la géométrie.
Charles FABRY . . . Physique.
Charles PÉREZ . . . Zoologie.
Léon BERTRAND . . Géologie structurale et géologie appliquée.
R. LESPIEAU . . . Théories chimiques.
E. RABAUD . . . Biologie expérimentale.
P. PORTIER . . . Physiologie comparée.
E. BLAISE . . . Chimie organique.
P.-A. DANGEARD . . Botanique
Paul MONTEL . . . Mécanique rationnelle.
P. WINTREBERT . . Anatomie et histologie comparées.
O. DUBOSQ . . . Biologie maritime.
G. JULIA . . . Mathématiques générales.
A. JOB . . . Chimie générale.
A. MAILHE . . . Etude des combustibles.
L. LUTAUD . . . Géographie physique et géologie dynamique.
Eugène BLOCH . . . Physique théorique et physique céleste.
Henri VILLAT . . . Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB . . . Géologie.
P. PASCAL . . . Chimie appliquée.



E. HÉROUARD . .	Zoologie.	E. DARMOIS . .	Physique.
E. PÉCHARD . .	Chimie (Enseign ^t P. C. N.).	G. BRUHAT . .	Physique.
V. AUGER . . .	Chimie analytique.	H. MOUTON . .	Chimie physique.
M. GUICHARD . .	Chimie minérale.	L. JOLEAUD . .	Paléontologie.
A. GUILLET . .	Physique	M. JAVILLIER . .	Chimie biologique.
C. MAUGUIN . .	Minéralogie.	A. DUFOUR . .	Physique (P. C. N.).
L. BLARINGHEM .	Botanique.	F. PICARD . . .	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
A. MICHEL-LÉVY .	Pétrographie.	ROBERT-LÉVY . .	Zoologie.
A. DEREIMS . .	Géologie	L. DUNOYER . .	Optique appliquée.
R. DONGIER . .	Physique du globe.	A. GUILLIERMOND	Botanique (P. C. N.).
A. DENJOY . . .	Calcul différ. et intégral.	A. DEBIERNE . .	Radioactivité.
H. BÉNARD . . .	Physique (P. C. N.)		

Secrétaire Daniel TOMBRCK.

A MADAME CURIE

Hommage reconnaissant.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553020_0019

A MES PARENTS

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES COURBES D'IONISATION

INTRODUCTION

Le but de mon travail a été de déterminer le pouvoir d'arrêt des mélanges de gaz pour les rayons alpha afin de chercher à étendre le domaine d'application de la loi d'additivité des pouvoirs d'arrêt, découverte par Bragg pour les gaz composés ; d'étudier les déformations de la courbe d'ionisation selon le milieu dans lequel on l'obtient ; et enfin d'observer l'effet de l'interposition d'un écran métallique très mince.

On trouvera au chapitre I un exposé historique de la question, au chapitre II un examen systématique des causes d'erreurs dans les expériences et des corrections qu'il y a lieu de faire aux mesures.

On verra au chapitre III que la loi de Bragg peut s'étendre également aux mélanges gazeux ; j'ai tâché aussi d'y indiquer dans quelle mesure la forme de la courbe d'ionisation dépend de la composition de ces mélanges.

Dans le chapitre IV on constatera que les métaux ont une action encore beaucoup plus complexe que les gaz sur le ralentissement des rayons.

Ce travail a été exécuté au laboratoire de Radioactivité de l'Institut du Radium.

Je tiens à remercier M^{me} Curie qui a bien voulu me confier ce travail et qui m'a guidé et conseillé jusqu'au bout de ces recherches. Qu'elle veuille trouver ici l'expression de ma res-

pectueuse reconnaissance. Je remercie Mme Irène Curie et M. Holweck pour l'appui qu'ils m'ont constamment prêté ainsi que Mme. Cotelle qui a préparé le polonium dont les rayons alpha ont été étudiés. Je remercie aussi M. Ragot, mécanicien à l'Institut du Radium, qui a construit l'appareil et m'a aidé de son expérience pour réaliser les perfectionnements que je désirais.

CHAPITRE PREMIER

ÉTAT ACTUEL DE LA QUESTION

Divers appareils proposés pour l'étude des courbes d'Ionisation. — On sait que les rayons alpha, ces noyaux d'hélium munis de leurs deux charges positives, projetés par un grand nombre d'éléments radioactifs, ont une action ionisante très variable suivant la vitesse dont ils sont animés. Bragg et Kleeman ⁽¹⁾, les premiers, ont mis ce phénomène en évidence. Ils décomposaient la trajectoire en tronçons de faible longueur au moyen de plans perpendiculaires à cette trajectoire. Ils étudiaient ensuite l'ionisation produite dans chaque tronçon. Rutherford avait déjà démontré que la vitesse des rayons décroît quand l'épaisseur d'air traversée augmente. Chaque tronçon correspondait donc à une vitesse moyenne d'autant plus faible qu'il était plus éloigné de la source.

Pour représenter graphiquement ce phénomène, ils construisirent une courbe en portant en abscisse les distances du centre de chaque tronçon à la source, et en ordonnée l'ionisation observée dans le tronçon correspondant. Ils appelèrent courbe d'ionisation la courbe limite que l'on obtiendrait en prenant des tronçons de longueur infiniment petite. Ils montrèrent que l'on pouvait obtenir cette courbe à partir de l'expérience au moyen d'une correction, dite correction d'épaisseur de chambre ⁽²⁾.

(1) BRAGG et KLEEMAN, *Phil. Mag.* 8, 1904, p. 726.

(2) La méthode employée pour effectuer cette correction est la suivante : on évalue pour chaque tronçon, sur la courbe expérimentale, l'erreur que l'on commettrait en remplaçant l'ionisation observée par la moyenne des ionisations

Le principe de l'appareil qui a servi pour faire ces mesures (fig. 1 A) est le suivant.

Le tronçon de trajectoire étudié est admis dans une chambre d'ionisation étroite I à champ vertical. L'électrode supérieure est un plateau horizontal P, relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, dont l'autre paire est au sol. L'électrode inférieure est

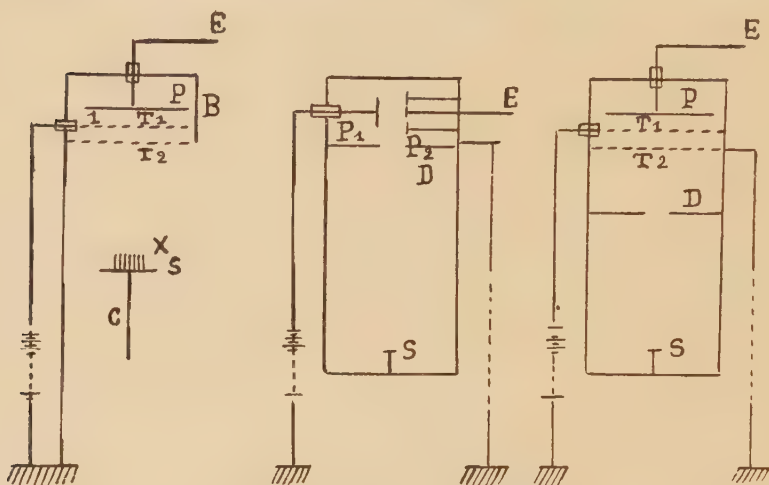


Fig. 1 A.

Fig. 1 B.

Fig. 1 C.

Appareils destinés à étudier la courbe d'ionisation.

A, Appareil de Bragg.

B, Appareil de Lawson

C, Appareil de Henderson.

une toile métallique T_1 reliée à l'un des pôles d'une batterie d'accumulateurs dont l'autre pôle est au sol. Cette toile forme un plan à un potentiel connu, tout en laissant passer les rayons alpha.

La chambre est fixée par l'intermédiaire d'isolants convenables à l'intérieur d'une boîte en laiton B, reliée au sol et fermée à sa partie inférieure par une toile métallique T_2 . Cet ensemble, formant cage de Faraday, protège la chambre d'ionisation contre l'influence des champs électriques extérieurs ; les deux toiles laissent

lues sur la courbe pour les différents points du tronçon. Puis on fait subir à la valeur expérimentale une correction égale et de signe contraire à l'écart constaté. Cette correction est faible si les tronçons sont suffisamment courts ; elle est même souvent négligeable.

passer une partie des rayons alpha que la source envoie, mais interdisent l'accès de la chambre aux ions produits en-dessous de T_2 en créant un champ de sens contraire à celui de la chambre.

La source de rayonnement est posée sur un plateau métallique S qui peut être déplacé verticalement en-dessous de la boîte B, grâce à une crémaillère C. De cette façon, on peut placer les différents tronçons de la trajectoire des particules alpha dans la chambre d'ionisation. Sur le plateau S, se trouve un canalisateur K constitué par un faisceau de tubes cylindriques étroits, enserrés dans un tube plus large et soudés entre eux extérieurement. Ces tubes sont destinés à absorber les rayons qui font avec la verticale un angle plus grand qu'une valeur donnée, choisie assez petite pour que son cosinus puisse être confondu avec 1.

Des appareils construits selon ce principe ont servi à un grand nombre d'expérimentateurs pour étudier la courbe d'ionisation des rayons alpha émis par diverses substances, soit dans l'air, soit dans d'autres gaz. On peut citer en particulier Kucera et Mazeck ⁽¹⁾, Taylor ⁽²⁾, Bianu ⁽³⁾ et Geiger ⁽⁴⁾.

Bianu et d'autres auteurs ont montré que les courbes d'ionisation obtenues dans un même gaz à des pressions et à des températures différentes ne sont pas indépendantes les unes des autres. Si l'on recherche dans les différentes courbes les points qui correspondent à une même vitesse des rayons alpha, on constate que le rapport de leurs ordonnées est égal au rapport des densités absolues des gaz, dans lesquels ces courbes ont été construites ; par contre le rapport des abscisses est l'inverse du précédent. Nous appellerons points correspondants les points qui sur les différentes courbes représentent ainsi l'ionisation produite par des rayons ayant une même vitesse.

Divers auteurs sont partis de ce fait pour modifier le principe de la construction de la courbe. Ils ont maintenu fixe la distance de la chambre d'ionisation à la source, et ont fait varier la pression

(1) KUCERA et MAZECK, *Phys. Zeits*, 7 (1906) p. 337.

(2) T. S. TAYLOR, *Phil. Mag.*, 21 (1911), p. 371, 26 (1913). p. 402.

(3) BIANU *Radium* (1913), p. 122.

(4) GEIGER, *Zeits F. Phys.*, vol. VIII (1912) p. 45.

dans l'appareil. La règle de Bianu permet alors de retrouver, par le calcul, la courbe que l'on aurait obtenue à pression constante.

Lawson ⁽¹⁾ et Henderson ⁽²⁾ ont employé cette méthode.

Tandis qu'Henderson (fig. 1 C) a utilisé la chambre d'ionisation de Bragg, Lawson (fig. 1 B) a employé une chambre dont le champ est perpendiculaire à la direction des rayons alpha. Cette chambre se compose de deux plateaux P_1 et P_2 parallèles à la direction de la trajectoire des rayons alpha. P_1 est porté à un potentiel élevé. P_2 est divisé en trois parties : la partie centrale, soigneusement isolée est reliée à l'électromètre ; elle forme avec P_1 la véritable chambre d'ionisation. Les deux autres parties sont plus larges et reliées au sol : elles servent d'anneau de garde et empêchent les ions produits en dehors de la chambre d'ionisation d'y pénétrer. M^{me} Irène Curie ⁽³⁾ a adapté cette chambre à un appareil à pression fixe et à distance variable.

Forme générale de la courbe d'ionisation dans l'air. — On connaît la forme générale de la courbe de Bragg. Quand on éloigne la source de la chambre, l'ionisation mesurée croît d'abord. Puis elle atteint un maximum à une distance de la source différente selon l'élément radioactif et selon le gaz dans lequel les particules se meuvent. Par exemple, pour les rayons du polonium traversant de l'air à la pression de 76 centimètres de mercure et à la température de 15 degrés centigrades, cette distance est d'environ 3,5 centimètres. A partir de ce maximum, l'ionisation décroît tout d'abord très rapidement. Dans les conditions que nous venons d'indiquer, il suffit de quatre millimètres et demi de parcours pour la réduire au vingtième de sa valeur maxima. Mais ensuite la décroissance est beaucoup moins brusque, et il semble que la courbe se rapproche asymptotiquement de l'axe des distances. Cette dernière partie de la courbe est probablement due au fait que tous les rayons ne sont pas ralentis également vite. M^{me} Irène Curie a montré en effet que les parcours individuels se répartissent

(1) LAWSON, *Wien. Ber.*, 124 (1915), p. 637.

(2) HENDERSON, *Phil. Mag.*, 42 (1921), p. 549.

(3) M^{me} Irène CURIE, Thèse de doctorat, Paris, 1926, p. 73.

saient autour d'une valeur moyenne à peu près suivant une loi de probabilité ⁽¹⁾.

Bragg et ses successeurs immédiats désignaient du nom de « parcours » la distance à partir de laquelle on ne pouvait plus déceler l'ionisation. Ainsi déterminé, le parcours dépendait de la sensibilité de l'appareil. Plus la sensibilité était grande, plus on pouvait aller loin sur la partie terminale de la courbe.

Ionisation en fonction
du maximum.

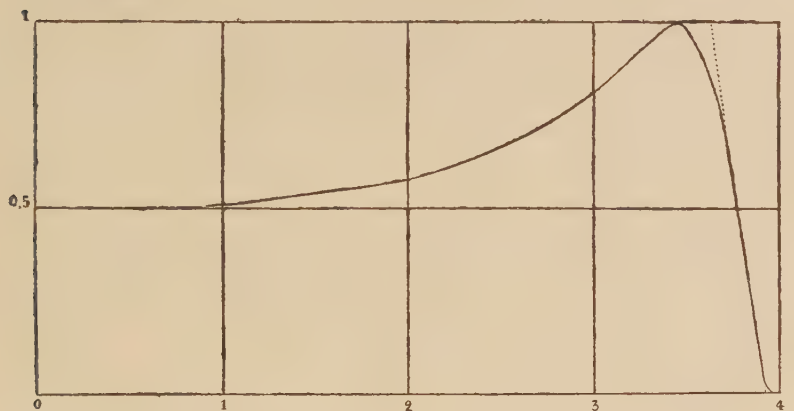


Fig. 2.

Distance en cm.

Courbe d'ionisation des rayons alpha du polonium
.. Tangente d'extrapolation de Henderson

Henderson ⁽²⁾ a montré, que, dans la plupart des cas, la partie descendante de la courbe coïncide sur une grande longueur avec sa tangente d'inflexion. En prolongeant cette droite jusqu'à l'axe des abscisses, il a obtenu un point qui ne dépend pas de la sensibilité de l'appareil. Il a désigné la distance de la source à ce point du nom de « parcours extrapolé ». Pour un gaz et un élément radioactif déterminés, les courbes tracées par divers auteurs devraient avoir toutes le même parcours extrapolé. Cependant il s'en faut de beaucoup que tous les auteurs soient d'accord sur la forme à donner à la courbe de Bragg. Parfois les diverses courbes données par un

(1) M^{me} Irène CURIE, Thèse de doctorat, Paris, 1926.

(2) HENDERSON, *Phil. Mag.*, 42 (1921), p. 549.

même auteur diffèrent les unes des autres. D'une manière générale, il semble que la forme de la partie montante de la courbe dépende des conditions expérimentales.

Forme de la courbe d'ionisation dans les gaz. — Ayant placé son appareil sous une cloche de verre, Bragg ⁽¹⁾ a pu construire la courbe d'ionisation dans les différents gaz usuels. Il a remarqué que l'aspect général de la courbe restait le même ; par contre, le parcours variait beaucoup d'un gaz à l'autre. Nous verrons plus loin comment il explique cette différence.

Taylor ⁽²⁾ a étudié la forme de la courbe dans différents gaz d'une manière plus précise. Il a montré que la partie descendante est d'autant plus courte et le maximum d'autant plus accentué que le gaz a un poids moléculaire plus faible.

Pouvoir d'arrêt des métaux. — Rutherford avait déjà montré que de minces écrans métalliques placés sur le trajet des rayons alpha les ralentissaient considérablement. Quand l'épaisseur de l'écran dépassait trente microns, il ne pouvait plus déceler de rayonnement émergent.

Bragg et Kleeman ⁽³⁾ ont étudié l'influence de ce ralentissement sur la courbe d'ionisation qu'ils avaient construite. Ils ont constaté que le parcours était d'autant plus réduit que l'écran était plus épais et que par conséquent les rayons étaient plus ralentis. Pour comparer à la courbe normale la courbe qu'ils obtinrent dans ces conditions, il les construisirent toutes deux en prenant la fin de la courbe pour origine. La courbe des rayons ralentis coïncidait approximativement avec la fin de la courbe normale. L'écran semblait donc produire le même effet qu'une certaine épaisseur d'air que les auteurs ont prise égale à la différence des parcours. C'est ce qu'ils appelaient « équivalent d'air » de l'écran étudié.

Bragg et Kleeman ont pensé qu'un écran métallique absorbait autant d'énergie que son équivalent d'air. Ils ont comparé l'énergie

⁽¹⁾ BRAGG et KLEEMAN, *Phil. Mag.*, 10 (1905), p. 318

⁽²⁾ T. S. TAYLOR, *Phil. Mag.*, 18 (1909), p. 604

⁽³⁾ BRAGG et KLEEMAN, *Loc. Cit.*

absorbée par un atome de métal à celle qui est absorbée par un atome moyen d'air. Soit W l'énergie enlevée à une particule alpha par un écran donné d'épaisseur X et dont le métal contient n atomes par centimètre cube. L'énergie moyenne abandonnée par la particule alpha à un atome est $\frac{W}{n\pi\rho^2X}$ en appelant ρ le rayon d'action de la particule. En admettant que ρ soit le même pour toutes les matières, on voit que l'énergie moyenne abandonnée à un atome moyen d'air est $\frac{W}{n_0\pi\rho^2X_0}$ ou n_0 et X_0 sont respectivement le nombre d'atomes d'air par unité de volume et la valeur de l'équivalent d'air. Si on appelle s le nombre d'atomes d'air produisant le même ralentissement qu'un atome de métal on a :

$$s = \frac{\frac{W}{n\pi\rho^2X}}{\frac{W}{n_0\pi\rho^2X_0}} = \frac{n_0X_0}{nX}.$$

En remplaçant n_0 et n par leurs valeurs en fonction des densités et des poids atomiques, on a immédiatement :

$$s = \frac{X_0 D_0 A}{X D A_0}$$

où A et D sont le poids atomique et la densité du métal et A_0 et D_0 les mêmes quantités pour l'air. Bragg et Kleeman ont appelé le nombre s « pouvoir d'arrêt ».

Bragg et Kleeman ont utilisé le pouvoir d'arrêt par rapport à l'air parce qu'ils faisaient leurs expériences dans ce milieu. Mais le poids atomique de ce gaz, que l'on prend égal à 14,4 est une quantité arbitraire. Certains auteurs ont préféré prendre le pouvoir d'arrêt par rapport à l'oxygène. Il suffit de remplacer, dans la formule, l'équivalent d'air, la densité et le poids atomique de l'air par les nombres correspondants pour l'oxygène. Il est évident qu'on peut prendre n'importe quel corps simple comme élément de comparaison.

Pouvoir d'arrêt des gaz simples. — Nous avons vu que Bragg avait obtenu le parcours complet dans les gaz. Il aurait donc pu

définir dans ce cas un pouvoir d'arrêt atomique moyen en remplaçant dans la formule X et X_0 par les deux parcours R et R_0 . Mais il préféra utiliser le pouvoir d'arrêt moléculaire obtenu en remplaçant également les poids atomiques A_0 et A par les poids moléculaires correspondants M_0 et M . On peut d'ailleurs remarquer que, pour les gaz diatomiques, ces deux pouvoirs d'arrêt sont égaux. Or, en vertu de la loi d'Avogadro, le rapport $\frac{M}{D}$ qui représente le volume moléculaire est le même pour tous les gaz. On a :

$$s = \frac{R_0 D_0 M}{R D M_0} = \frac{R_0}{R}.$$

Variation du pouvoir d'arrêt avec la vitesse des rayons incidents. — Bragg et Kleeman avaient d'abord cru que le pouvoir d'arrêt était indépendant de l'épaisseur traversée et de la vitesse des rayons. Des expériences de Kucera et Mazeck ⁽¹⁾ que Bragg confirma en 1907 ⁽²⁾ montrèrent qu'il n'en était pas ainsi. Tant que la vitesse reste grande, le pouvoir d'arrêt varie peu en fonction de la vitesse. Cependant il décroît lentement avec elle. Mais quand la vitesse des rayons incidents descend en dessous d'une certaine valeur, la décroissance du pouvoir d'arrêt s'accélère, et il semble que ce nombre tende vers 1.

En 1909, Taylor a réalisé des écrans gazeux. Il avait construit une boîte plate dont le fond et le couvercle étaient constitués par des feuilles minces de celluloid. Un robinet placé sur une des parois permettait d'introduire de l'air ou un autre gaz. Taylor montra que les gaz avaient eux aussi un pouvoir d'arrêt variable avec la vitesse des rayons incidents. Les pouvoirs d'arrêt plus grands que un diminuent avec la vitesse des rayons ; mais celui de l'hydrogène, qui pour les grandes vitesses est plus petit que un, augmente et se rapproche de un quand la vitesse des rayons incidents diminue.

Marsdenn et Richardson ⁽³⁾ ont confirmé ces résultats par la méthode des scintillations.

⁽¹⁾ KUCERA et MAZECK, *Phys. Zeits.*, 7 (1906), p. 630.

⁽²⁾ BRAGG, *Phil. Mag.*, 13 (1907), p. 507.

⁽³⁾ MARSDENN et RICHARDSON, *Phil. Mag.*, 25 (1913), p. 184.

Ces résultats montrent qu'on ne peut pas déterminer pour chaque corps un pouvoir d'arrêt bien défini. On ne peut obtenir que la valeur moyenne des pouvoirs d'arrêt dans l'intervalle de vitesse compris entre la vitesse des rayons incidents et celle des rayons émergents. Il est nécessaire de connaître ces deux vitesses pour pouvoir interpréter les résultats de l'expérience. Si l'on pouvait réduire suffisamment l'épaisseur des écrans pour que la vitesse des rayons émergents diffère très peu de celle des rayons incidents, on pourrait mesurer le pouvoir d'arrêt pour une vitesse déterminée. Ce n'est malheureusement pas expérimentalement possible pour des raisons qui seront exposées plus loin. Dans le cas des gaz Bragg et Kleeman ont mesuré le pouvoir d'arrêt moyen pour toute l'échelle des vitesses à partir de la vitesse initiale des rayons alpha qu'ils étudiaient.

Loi reliant le pouvoir d'arrêt au poids atomique et au nombre atomique. — Bragg avait remarqué que les pouvoirs d'arrêt était à peu près proportionnels à la racine carrée des poids atomiques. Cette formule ne peut être qu'approchée, puisque nous venons de voir que le pouvoir d'arrêt est fonction de la vitesse. Cependant cette loi reste l'une des plus approchées de celles qui aient été proposées jusqu'ici.

Si l'on veut établir une relation entre les pouvoirs d'arrêt et les caractéristiques atomiques, il faut calculer les pouvoirs d'arrêt dans des conditions bien déterminées et identiques pour tous les éléments. Pour satisfaire à ces conditions, Rausch von Trauben-berg ⁽¹⁾ a mesuré le parcours dans un certain nombre de corps. La méthode employée dérive de la méthode des scintillations.

Il a construit la courbe reliant les pouvoirs d'arrêt à la racine carrée des nombres atomiques. Les corps dont le nombre atomique est compris entre 5 et 50 environ ont leurs points représentatifs au voisinage d'une droite passant par l'origine. Il faut noter cependant des écarts importants pour les halogènes dont les pouvoirs d'arrêt sont plus grands que ne l'indique la loi ci-dessus. Les

(1) RAUSCH VON TRAUBENBERG, *Zeits. f. Phys.*, 5 (1921), p. 396.

points représentatifs de l'hydrogène et du lithium sont au contraire en-dessous de cette droite.

Si l'on passe aux éléments, dont le nombre atomique est supérieur à 50, le pouvoir d'arrêt croît plus vite que la racine carrée du nombre atomique.

Rausch von Traubenberg a cherché à représenter ses expériences par diverses fonctions du poids atomique et du nombre atomique.

En 1922, Glasson ⁽¹⁾ voulut obtenir une loi empirique permettant de calculer approximativement les pouvoirs d'arrêt. Pour cela il établit la courbe donnant les logarithmes des pouvoirs d'arrêt en fonction du logarithme des nombres atomiques. Il obtint des points qui se plaçaient aux environs d'une droite de coefficient deux tiers. Il crut pouvoir affirmer que la formule :

$$s = KN^{\frac{2}{3}}$$

représentait le phénomène aussi bien que les formules de Rausch von Traubenberg.

Enfin, tout récemment, à l'institut du Radium, M. Rosenblum ⁽²⁾ a étudié la perte de vitesse des rayons alpha traversant différents écrans métalliques. Il a pu représenter ses expériences par la relation suivante entre la perte de vitesse relative (rapport de la diminution de vitesse à la vitesse initiale multipliée par cent) et la densité superficielle de l'écran (nombre X de milligrammes par centimètre carré)

$$X = K \left(u + \frac{u^2}{100} + \frac{35.5 u^3}{10^6} \right)$$

K étant une constante caractéristique du métal. Il a formé le quotient du poids atomique du métal par cette constante et il a remarqué que les rapports de ces quotients au quotient analogue de l'oxygène donnaient des nombres très voisins des pouvoirs d'arrêt.

Pour les en distinguer cependant, il les a désignés sous le nom de « pouvoir de ralentissement ». Afin de relier les pouvoirs de

⁽¹⁾ GLASSON, *Phil. Mag.*, 43 (1922), p. 477.

⁽²⁾ ROSENBLUM, *C. R.*, 5 décembre 1927, p. 1275.

ralentissement aux nombres atomiques, il a proposé une formule qui s'écrit, si l'on désigne par σ le pouvoir de ralentissement.

$$\sigma = K' \frac{N}{\sqrt{N+4}}.$$

Nous verrons plus loin que cette formule s'applique aussi aux pouvoirs d'arrêt avec une bonne approximation.

Pouvoir d'arrêt des gaz et des corps composés. Additivité des pouvoirs d'arrêt. — Outre les gaz simples tels que l'oxygène, l'azote et l'hydrogène, Bragg a étudié aussi des gaz composés comme l'oxyde de carbone, l'acide carbonique, le méthane et l'éthane. Il a défini pour ces gaz un pouvoir d'arrêt moléculaire par rapport à l'air qui est égal au rapport du parcours dans l'air au parcours dans le gaz, puisque la loi d'Avogadro s'applique aussi aux gaz composés. Il a établi que le pouvoir d'arrêt moléculaire d'un gaz composé est égal à la demi-somme des pouvoirs d'arrêt moléculaires des éléments qui le composent, multipliés chacun par le nombre d'atomes de l'élément dans la molécule. Cette loi porte le nom de loi d'additivité des pouvoirs d'arrêt. En la combinant avec la loi qui relie les pouvoirs d'arrêt aux poids atomiques, on peut la mettre sous la forme

$$S = \frac{n\sqrt{A}}{2 \times 3,79}$$

qui donne le pouvoir d'arrêt par rapport à l'air, n représente le nombre d'atomes de l'élément considéré, qui rentre dans la formule, et A le poids atomique de cet élément. On peut remarquer que l'on a :

$$3,79 = \frac{4\sqrt{14} + \sqrt{16}}{5}.$$

Comme l'air est composé de quatre molécules d'azote pour une d'oxygène, ce résultat laisse penser que la loi d'additivité s'étend aux mélanges.

Taylor a étudié des composés différents de ceux que Bragg avait utilisés ; il a vérifié la loi d'additivité dans les limites de préci-

sion de ses expériences pour tous les composés qui ne contiennent pas d'hydrogène. Par contre les gaz hydrogénés font exception.

Rausch von Traubenberg a étendu la loi d'additivité au cas des composés solides. Il a vérifié qu'elle permet de calculer avec une bonne précision le pouvoir d'arrêt de la plupart de ces composés. Il a profité de cette règle pour déterminer le pouvoir d'arrêt d'éléments qu'il ne pouvait pas utiliser à l'état pur.

CHAPITRE II

ÉTUDE DES ERREURS SYSTÉMATIQUES DE L'APPAREIL

On a vu que les courbes publiées par les différents auteurs présentaient entre elles de notables différences de forme. Il m'a semblé utile, puisque je désirais préciser la forme de la courbe, de rechercher si l'appareil employé n'introduisait pas lui-même un certain nombre d'erreurs.

Étude du canaliseur. — L'appareil qui fut employé dans ce travail est construit d'après le même principe que l'appareil de Bragg. J'ai préféré utiliser la méthode à pression constante parce qu'ainsi la canalisation porte sur la même portion de la trajectoire dans toute l'étendue des mesures. Ce n'est pas le cas lorsqu'on fait les mesures à distance constante.

La source de rayons alpha utilisée était du polonium déposé sur une petite plaque d'argent d'environ trois centimètres carrés de surface. Le canaliseur se composait de tubes verticaux de cinq centimètres de longueur et de trois millimètres de diamètre. Les rayons alpha qui sortaient de ce canaliseur, sans avoir heurté la paroi des tubes, faisaient avec la verticale un angle inférieur à trois degrés et demi.

Mais l'étude des travaux de Rutherford sur la diffusion des rayons alpha donna à penser que les tubes métalliques du canaliseur diffusaient plus de particules qu'on ne l'avait d'abord supposé. Il était donc à craindre qu'un nombre important de parti-

cules ne fussent réfléchies par la paroi au lieu d'être absorbées. Ces rayons pouvaient avoir pénétré à une certaine profondeur dans le métal avant d'être réfléchis. Ils arrivaient donc dans la chambre notablement ralentis. Leur influence se faisait d'autant plus sentir que la source était plus proche de la chambre d'ionisation.

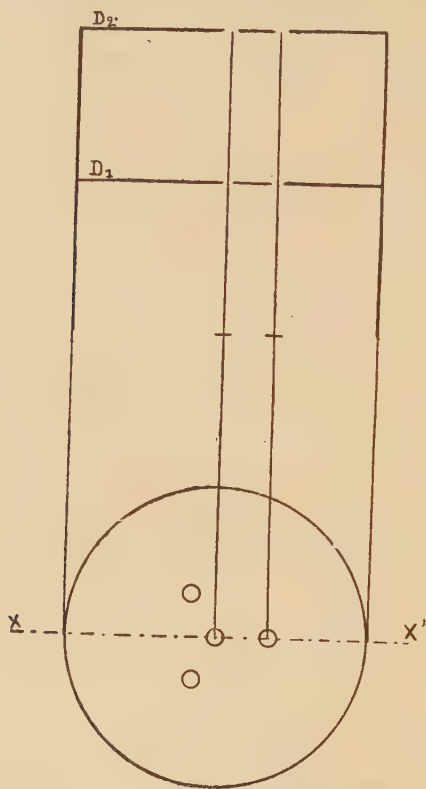


Fig. 3. — Canaliseur à diaphragme.
La partie supérieure représente la coupe suivant XX'.

Pour étudier l'influence de ce phénomène, la forme de la source et celle du canaliseur furent modifiées. Le polonium fut déposé sur une petite rondelle de nickel de trois millimètres de diamètre. On remplaça le canaliseur à tubes par le dispositif suivant (fig. 3) : deux diaphragmes métalliques D_1 et D_2 percés en leur centre d'un

trou circulaire de trois millimètres de diamètre étaient maintenus à deux centimètres et demi l'un de l'autre par un cylindre de cinq centimètres de diamètre et de cinq centimètres de hauteur. L'ensemble était disposé de telle sorte que la source et les deux trous des diaphragmes constituassent trois sections planes d'un cylindre vertical de trois millimètres de diamètre et de cinq centimètres de longueur. De cette façon, la canalisation était la même que précédemment, mais les particules qui auraient pu être diffusées par le cylindre ne pouvaient sortir du canaliseur ⁽¹⁾.

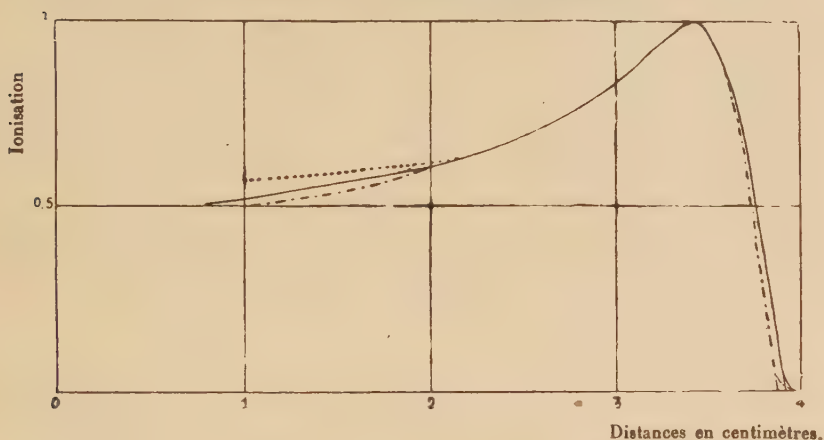


Fig. 4. — Courbe de Bragg pour les rayons alpha du Polonium.

- Courbe obtenue avec le canaliseur à diaphragmes.
- Courbe obtenue avec le canaliseur à tubes.
- - - - - Courbe d'après Madame Irène Curie.

Le résultat fut convaincant. La courbe obtenue avec cette nouvelle disposition coïncida à peu près avec l'ancienne dans les deux derniers centimètres ; mais l'ionisation du début de la courbe fut beaucoup plus faible qu'avec l'ancien canaliseur. Cette nouvelle

(1) Comme la densité d'activation nécessaire est difficile à obtenir, on a utilisé dans la suite des sources faites de quatre rondelles analogues ; les diaphragmes furent percés de quatre trous dont trois aux sommets d'un triangle équilatéral et le quatrième au centre. Il est facile de voir que l'on peut disposer ces rondelles et ces trous de façon que seuls les rayons faisant avec la verticale un angle de moins de trois degrés et demi, puissent sortir du canaliseur. La forme de la courbe n'a pas été modifiée.

forme de courbe fut en bien meilleur accord avec celles qui avaient été obtenues par d'autres méthodes. Ainsi, lorsqu'on trace sur un même diagramme, de façon à faire coïncider les deux parties descendantes, la courbe proposée par Henderson pour le radium C et la courbe donnée par notre appareil avec le canaliseur à diaphragmes, on constate que la partie montante de notre courbe est à peine au-dessus de celle de Henderson.

Étude de la toile métallique. — On sait que la courbe d'ionisation construite à pression constante présente des dentelures. On attribue ces dentelures à de petites variations du rendement des deux toiles métalliques qui se trouvent à la partie inférieure de la chambre d'ionisation. Par rendement des toiles on entend le rapport du nombre des particules qui les traversent au nombre des particules qui les atteignent.

On pensait jusqu'ici que le rendement moyen était constant, et qu'il suffisait de prendre la courbe passant à égale distance des points expérimentaux pour avoir la courbe exacte. L'expérience suivante montra qu'il n'en est rien.

Relation entre l'ionisation maximum de la courbe de Bragg et la pression du gaz dans lequel la courbe est construite. — Il résulte de la règle de Bianu que les coordonnées des points correspondants ⁽¹⁾ sont des fonctions de la densité du gaz dans lequel la courbe est construite. La distance est inversement proportionnelle à la densité du gaz ; l'ionisation au contraire est proportionnelle à cette densité. Si l'on porte l'ionisation en ordonnée, en prenant la densité comme abscisse, on doit donc obtenir une droite passant par l'origine.

Le maximum de toutes les courbes d'ionisation forme un ensemble de points correspondants faciles à déterminer. Nous avons utilisé ce fait pour étudier expérimentalement les deux relations précédentes. Nous avons déterminé les coordonnées du maximum d'un certain nombre de courbes d'ionisation dans l'air faites à des pressions variant de sept à vingt-sept centimètres de mercure.

(1) Pour la définition des points correspondants voir ci-dessus page 5.

Chaque série de mesures ayant été effectuée en une demi-journée, le nombre de particules alpha émises par seconde n'a pas varié d'une façon appréciable au cours d'une série ⁽¹⁾. D'ailleurs nous sommes assurés que la décroissance du polonium et ses projections n'intervenaient pas en effectuant des séries de mesures avec des pressions croissantes et d'autres avec des pressions décroissantes. Nous avons tenu compte, par des corrections appropriées, de l'épaisseur de la chambre et des petites variations de température qui se produisaient au cours d'une série de mesures.

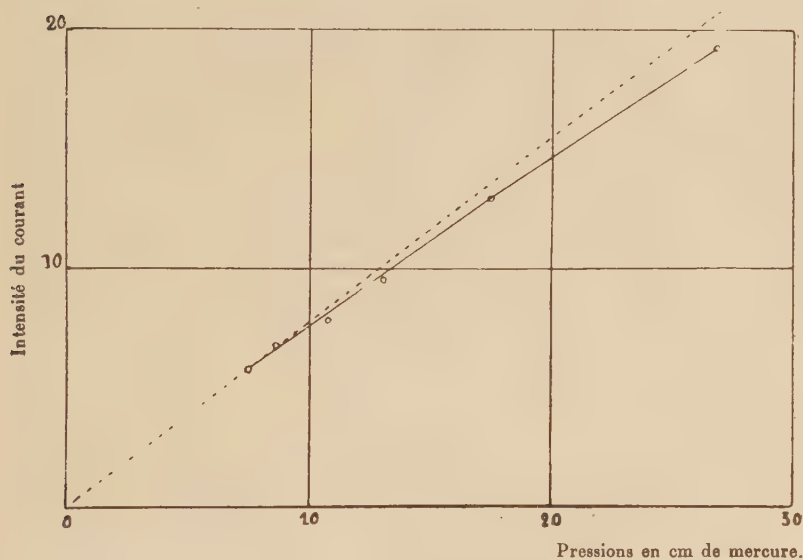


Fig 5 — Courbe donnant la relation entre le courant maximum et la pression.

— Courbe expérimentale.
 o Points expérimentaux.
 Droite théorique de Bianu.

La relation entre l'abscisse du maximum et la pression s'est trouvée vérifiée à moins de un pour mille près ; mais la relation entre les ordonnées et la pression n'a pas été celle que l'on avait prévue. La figure 5, qui représente les résultats expérimentaux, montre

(1) Le nombre des particules alpha émises par le polonium en une seconde, diminue de moins de cinq pour mille en un jour.

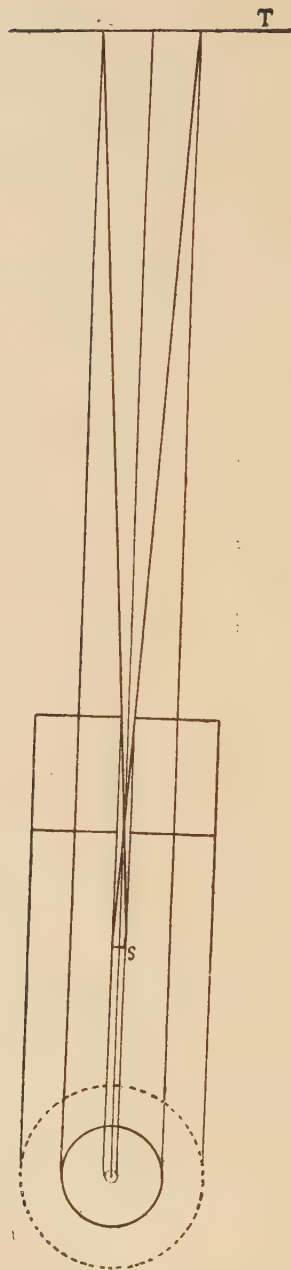


Fig. 6. — Forme du faisceau canalisé.
On a supposé le plan T de la toile métallique opaque.

que l'ionisation aux fortes pressions est plus faible que la règle de Bianu ne l'aurait donné à penser.

Explication du désaccord par la présence de la toile métallique. — Nous avons décidé alors d'analyser d'une façon plus serrée les variations du rendement de la toile métallique. Considé-

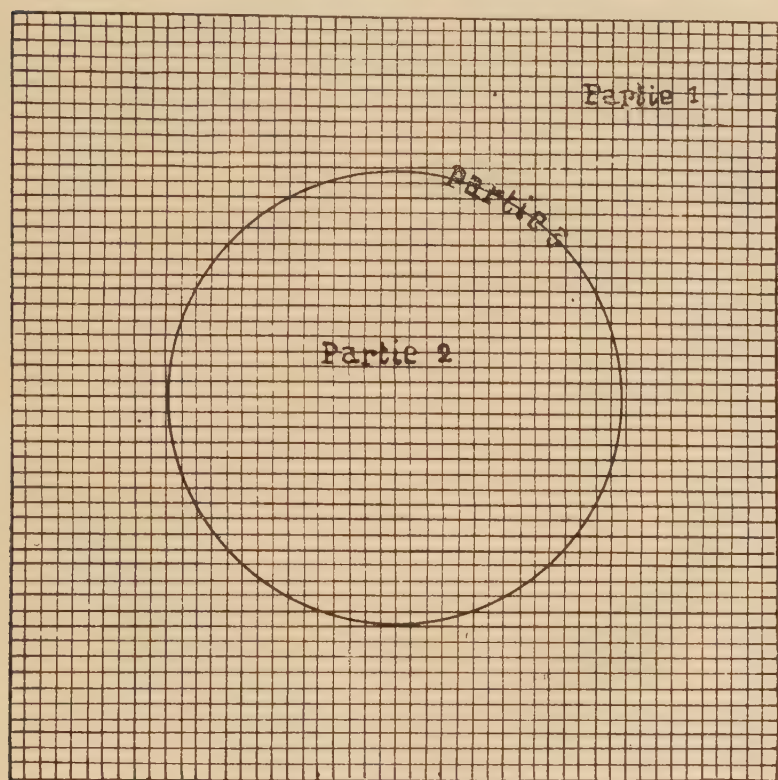


Fig. 7. — Positions respectives des carrés et du cercle.

rons le plan d'une toile métallique. Les fils y dessinent un quadrillage que nous supposons régulier. Soit a , l'intervalle entre deux fils parallèles consécutifs, et b , le diamètre de chaque fil. Chaque carré du quadrillage présente en son centre un trou de surface a^2 et quatre bandes opaques de largeur $\frac{b}{2}$. La surface totale du carré est donc $(a + b)^2$.

Par suite de la forme du canaliseur (fig. 6.) les rayons alpha sont compris à l'intérieur d'un cône de révolution dont l'axe est vertical et le sommet au niveau du diaphragme inférieur ⁽¹⁾. Ce cône coupe le plan de la toile métallique suivant un cercle dont le

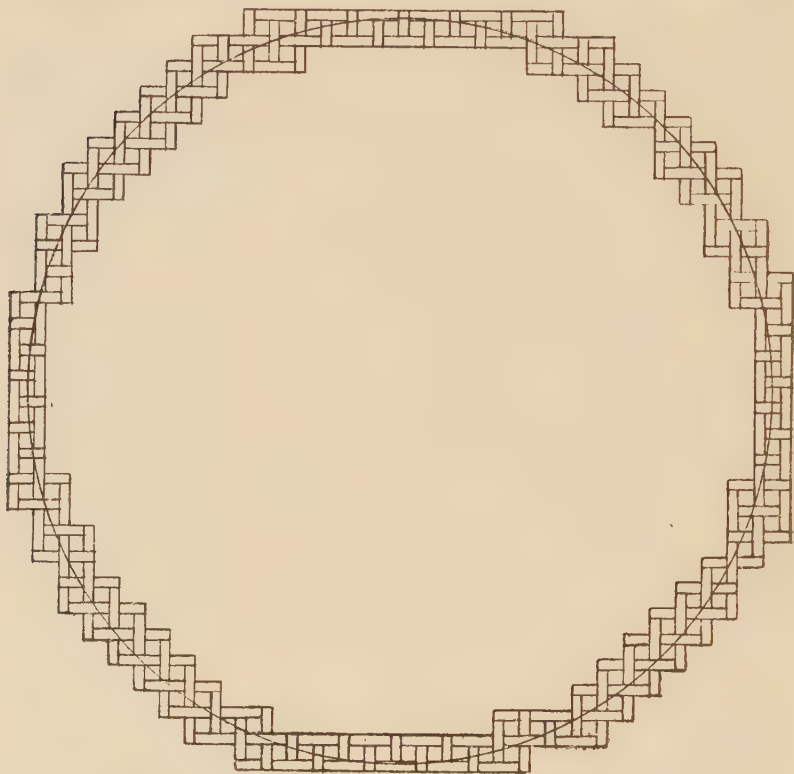


Fig. 7 A. — Zone des carrés coupés par la circonférence.
Figure montrant les positions respectives du cercle et des carrés.

centre est fixe et le rayon proportionnel à la distance du sommet à la toile métallique.

Tout se passe comme si nous avions dans ce plan un cercle de centre fixe et dont le rayon dépende d'un paramètre linéaire.

⁽¹⁾ Pour faire le calcul, nous considérons le canaliseur initial avec un trou et une source. On verrait facilement que le calcul se conduit d'une façon identique quand il y a plusieurs sources et plusieurs trous.

(fig. 7) Pour une valeur donnée du paramètre, ce cercle permet de distinguer trois espèces de carrés : ceux qui sont totalement en dehors du cercle, ceux qui sont entièrement compris à l'intérieur du cercle, et ceux qui sont coupés par la circonférence.

Rendement. — Les différentes espèces de carrés que nous venons de distinguer ont des rendements différents. En effet, ceux qui sont en dehors du cercle, ne recevant pas de particules, ont un rendement nul. Ceux qui sont à l'intérieur ont un rendement égal à $\frac{a^2}{(a+b)^2}$. Enfin le rendement des carrés coupés par la circonférence est égal au nombre $\frac{S'}{S}$, rapport des portions de surface du trou et du carré compris à l'intérieur du cercle.

Rendement moyen. — Prenons le cercle défini par un rayon de longueur donnée. La circonférence rencontre un grand nombre de carrés et occupe des positions très variables par rapport à leurs sommets et leurs côtés. Ces carrés ont des rendements très différents les uns des autres. Il est évident que seule, la somme des particules transmises par eux intervient. Divisons le nombre des particules qui traversent les carrés coupés par le nombre des particules qui les atteignent, nous obtiendrons le rendement moyen de ces carrés marginaux. C'est ce rendement qui nous permettra d'évaluer l'influence perturbatrice de cette portion du cercle.

Mais, comme nous l'avons dit, pour établir une courbe, il faut faire des mesures en plaçant la source à des distances variables de la toile métallique. Il en résulte que le rayon du cercle ne reste pas fixe. A mesure qu'il augmente, le rendement de chacun des carrés marginaux varie. De nouveaux carrés sont atteints ; d'autres sont abandonnés par la circonférence et rentrent dans la catégorie du rendement fixe ; l'expérience prouve qu'au cours de ces changements, le rendement moyen du cercle varie et ce sont ces variations qui produisent les dentelures de la courbe expérimentale. Naturellement, on trace une courbe moyenne laissant de chaque côté le même nombre de points mesurés. C'est donc la moyenne des rendements moyens de chaque cercle qui doit intervenir. Nous sommes donc amenés à calculer le rendement moyen d'un carré tra-

versé par la circonférence en tenant compte de toutes les positions possibles de cette circonférence.

Définition des quantités soumises au calcul. — Reprenons le plan de la toile métallique (fig. 8.). Choisissons comme origine d'un système de coordonnées polaires le centre du cercle qui est

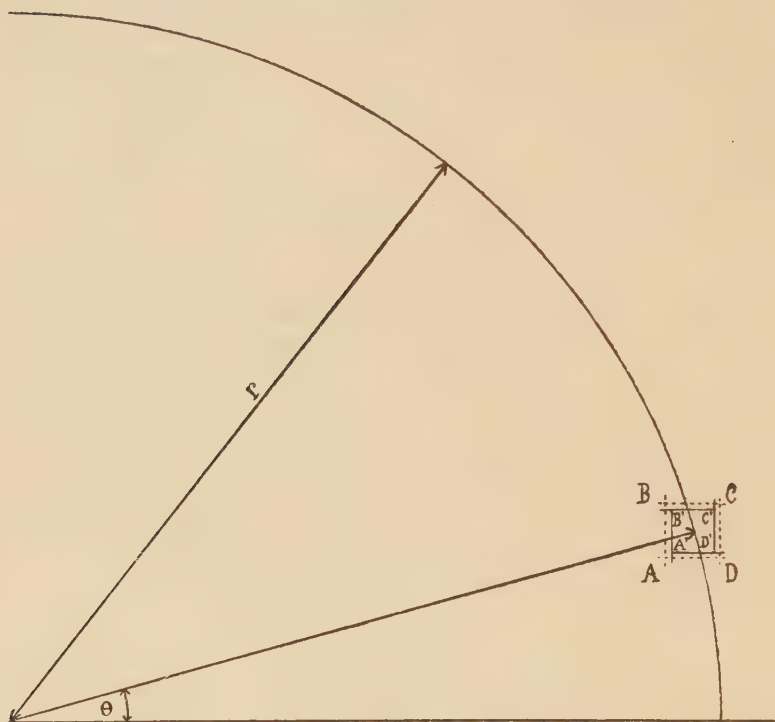


Fig. 8.

fixe. Prenons comme axe polaire la parallèle à l'une des directions des fils passant par le centre. Considérons un carré coupé par la circonférence. Etant donné les dimensions réciproques du rayon r du cercle et du côté du carré $a + b$, on peut admettre que la portion de circonférence comprise à l'intérieur du cercle se confond avec sa tangente et que par conséquent les rayons vecteurs de tous les points à l'intérieur du carré sont pratiquement parallèles. L'er-

reur qui résulte de cette hypothèse est de beaucoup inférieure aux erreurs expérimentales.

Soient ρ et θ les coordonnées polaires du centre du carré, A le sommet le plus voisin du centre du cercle et C le sommet le plus éloigné. Les rayons vecteurs de ces deux points ont pour longueur :

$$\rho - \frac{a+b}{2} (\cos \theta + \sin \theta) \quad \text{et} \quad \rho + \frac{a+b}{2} (\cos \theta + \sin \theta).$$

Désignons par r le rayon du cercle variable. Comme c'est une fonction linéaire du paramètre, nous pouvons le prendre comme variable d'intégration. Nous allons chercher la fonction qui relie le rendement à ce rayon r pour les valeurs comprises entre les rayons vecteurs des points A et C. Il suffira d'intégrer cette fonction entre ces deux limites et de diviser par $(a+b) (\cos \theta + \sin \theta)$ pour avoir le rendement moyen du carré considéré.

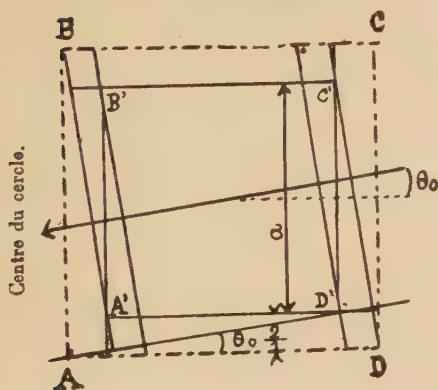


Fig. 9. — $\theta = \theta_0$.

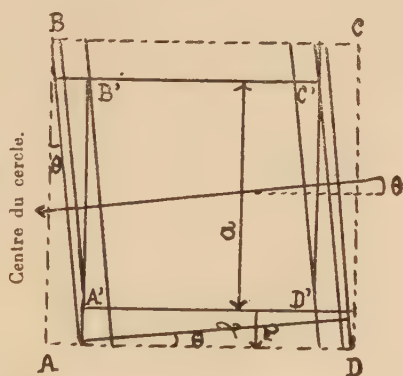


Fig. 10. — $\theta < \theta_0$.

Nous simplifierons considérablement les calculs en faisant le changement de variable suivant :

$$r = x + \rho - \frac{a+b}{2} (\cos \theta + \sin \theta).$$

Ceci revient à prendre comme origine le sommet A du carré. L'intégration aura lieu entre les limites 0 et $(a+b) (\cos \theta + \sin \theta)$.

Soit $f(x, \theta)$ la fonction qui représente le rendement du carré quand le cercle a pour rayon $r = x + \rho - \frac{a+b}{2} (\cos \theta + \sin \theta)$

et que le rayon vecteur du centre fait l'angle θ avec l'axe polaire. Cette fonction présente évidemment un point anguleux chaque fois que la circonférence passe par un des sommets soit du carré soit du trou. Mais l'ordre dans lequel la circonférence rencontre ces sommets dépend de l'angle θ .

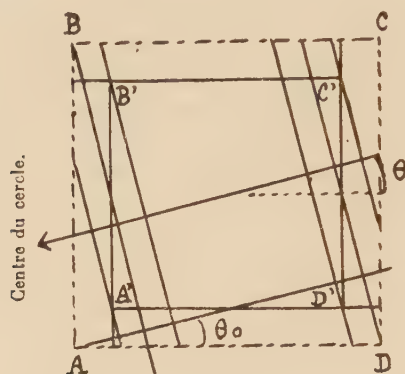


Fig. 11. — $\theta > \theta_0$.

En effet, quand l'angle θ est tel que l'on ait :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{b}{2a + b}.$$

la circonférence rencontre en même temps les sommets B et A' d'une part, les sommets C' et D d'autre part (voir fig. 9). Désignons par θ_0 la valeur particulière de cet angle. Si l'angle θ est plus petit que θ_0 la circonférence rencontrera B avant A' et C' avant D (fig. 10). Si θ est plus grand que θ_0 au contraire, la circonférence rencontrera A' avant B et D avant C' (fig. 11)

Premier cas : l'angle θ est plus petit que θ_0 . — Quand l'angle θ est plus petit que l'angle θ_0 , nous désignons par $f(x, \theta)$ la fonction $f(x, \theta)$. Les sommets sont rencontrés dans l'ordre suivant : A, B, A', B', D', C', D, C, (fig. 10). Nous désignerons par f'_1 la valeur de la fonction entre A et B, f'_2 sa valeur entre B et A', f'_3 sa valeur entre A' et B', f'_4 sa valeur entre B' et D', f'_5 sa

valeur entre D' et C', f_6^1 sa valeur entre C' et D, f_7^1 sa valeur entre D et C. Il est évident que le rendement est nul, tant que la circonférence n'a pas atteint A', puisqu'il ne peut passer de rayons. On a donc :

$$f_1^1(x, \theta) \equiv f_2^1(x, \theta) \equiv 0.$$

En écrivant que le rendement est égal au rapport de la surface de la portion du trou comprise dans le cercle, à la surface de la portion du carré également comprise dans le cercle, on a :

$$f_3^1(x, \theta) \equiv \frac{[x - \frac{b}{2}(\cos \theta + \sin \theta)]^2}{2(a+b) \sin \theta [x - \frac{a+b}{2} \sin \theta]}$$

$$f_4^1(x, \theta) \equiv \frac{a[x - \frac{b}{2} \cos \theta - \frac{a+b}{2} \sin \theta]}{(a+b)[x - \frac{a+b}{2} \sin \theta]}$$

$$f_5^1(x, \theta) \equiv \frac{2a^2 \cos \theta \sin \theta - \left[\left(a + \frac{b}{2} \right) (\cos \theta + \sin \theta) - x \right]^2}{2(a+b) \sin \theta [x - \frac{a+b}{2} \sin \theta]}$$

$$f_6^1(x, \theta) \equiv \frac{a^2 \cos \theta}{(a+b)[x - \frac{a+b}{2} \sin \theta]}$$

$$f_7^1(x, \theta) \equiv \frac{2a^2 \cos \theta \sin \theta}{2(a+b)^2 \cos \theta \sin \theta - [(a+b)(\cos \theta + \sin \theta) - x]^2}.$$

Désignons par $F^1(\theta)$ le rendement moyen d'un carré dont l'angle polaire est plus petit que θ_0 , on a par définition :

$$F^1(\theta) \equiv \frac{1}{(a+b)(\cos \theta + \sin \theta)} \int_0^{(a+b)(\cos \theta + \sin \theta)} f^1(x, \theta) dx.$$

Pour simplifier posons :

$$F^1\theta \equiv F_3^1(\theta) + F_4^1(\theta) + F_5^1(\theta) + F_6^1(\theta) + F_7^1(\theta).$$

Cinq intégrations très faciles donneront immédiatement :

$$F_3^1(\theta) \equiv \frac{a(2a \sin \theta - b \cos \theta)}{4(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta)} + \frac{(a \sin \theta - b \cos \theta)^2}{8(a+b)^2 \sin \theta (\cos \theta + \sin \theta)} L \frac{a \sin \theta + b \cos \theta}{b \cos \theta - a \sin \theta}$$

$$F_4^1(\theta) \equiv \frac{a^2(\cos \theta - \sin \theta)}{(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta)} - \frac{ab \cos \theta}{2(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta)} L \frac{(2a+b) \cos \theta - a \sin \theta}{a \sin \theta + b \cos \theta}$$

$$\begin{aligned}
 F_5^1(\theta) &\equiv \frac{a \left[\left(a + \frac{b}{2} \right) \cos \theta + a \sin \theta \right]}{2(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta)} + \\
 &+ \frac{2a^2 \cos \theta \sin \theta - \left[\left(a + \frac{b}{2} \right) \cos \theta - \frac{a}{2} \sin \theta \right]^2}{2(a+b)^2 \sin \theta (\sin \theta + \cos \theta)} L \frac{(2a+b) \cos \theta + a \sin \theta}{(2a+b) \cos \theta - a \sin \theta} \\
 F_6^1(\theta) &\equiv \frac{a^2 \cos \theta}{(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta)} L \frac{(a+b) (2 \cos \theta + \sin \theta)}{(2a+b) \cos \theta + a \sin \theta} \\
 F_7^1(\theta) &\equiv \frac{a^2 \sqrt{\sin 2\theta}}{2(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta)} L \frac{\sqrt{\sin 2\theta} + \sin \theta}{\sqrt{\sin 2\theta} - \sin \theta}.
 \end{aligned}$$

Deuxième cas : L'angle θ est plus grand que θ_0 . — Quand l'angle θ est plus grand que θ_0 , nous désignons la fonction $f(x, \theta)$ par $f^2(x, \theta)$. Les sommets sont rencontrés dans l'ordre suivant (fig. 11) A, A', B, B', D', D, C' C. Ils déterminent encore sept intervalles. Nous désignons par $f_1^2, f_2^2, f_3^2, f_4^2, f_5^2, f_6^2, f_7^2$, les valeurs de la fonction f^2 dans chacun de ces intervalles. En écrivant comme précédemment que dans chaque cas le rendement est égal au rapport de la surface de la portion du trou comprise à l'intérieur du cercle, à la surface de la portion du carré également comprise à l'intérieur du cercle on a :

$$\begin{aligned}
 f_1^2(x, \theta) &\equiv 0 \\
 f_2^2(x, \theta) &\equiv \frac{\left[x - \frac{b}{2} (\cos \theta + \sin \theta) \right]^2}{x^2} \\
 f_3^2(x, \theta) &\equiv \frac{\left[x - \frac{b}{2} (\cos \theta + \sin \theta) \right]^2}{2(a+b) \sin \theta \left[x - \frac{a+b}{2} \sin \theta \right]} \\
 f_4^2(x, \theta) &\equiv \frac{a \left[x - \frac{b}{2} \cos \theta - \frac{a+b}{2} \sin \theta \right]}{(a+b) \left[x - \frac{a+b}{2} \sin \theta \right]} \\
 f_5^2(x, \theta) &\equiv \frac{2a^2 \cos \theta \sin \theta - \left[\left(a + \frac{b}{2} \right) (\cos \theta + \sin \theta) - x \right]^2}{2(a+b) \sin \theta \left[x - \frac{a+b}{2} \sin \theta \right]}
 \end{aligned}$$

$$f_6^2(x, \theta) \equiv \frac{2a^2 \cos \theta \sin \theta - \left[\left(a + \frac{b}{2} \right) (\cos \theta + \sin \theta) - x \right]^2}{2(a+b)^2 \cos \theta \sin \theta - [(a+b)(\cos \theta + \sin \theta) - x]^2}$$

$$f_7^2(x, \theta) \equiv \frac{2a^2 \cos \theta \sin \theta}{2(a+b)^2 \cos \theta \sin \theta - [(a+b)(\cos \theta + \sin \theta) - x]^2}.$$

En prenant les mêmes notations que dans le premier cas où nous remplaçons les indices supérieurs 1 par les indices supérieurs 2, nous trouvons facilement :

$$F_1^2(\theta) \equiv \frac{(a+b)^2 \sin^2 \theta - \frac{b^2}{4} (\cos \theta + \sin \theta)^2}{(a+b)^2 \sin \theta (\cos \theta + \sin \theta)} - \frac{b}{a+b} L \frac{(a+b) \sin \theta}{\frac{b}{2} (\cos \theta + \sin \theta)}$$

$$F_2^2(\theta) \equiv \frac{b(\cos \theta - \sin \theta) [(6a+b) \sin \theta - 3b \cos \theta]}{16(a+b)^2 \sin \theta} +$$

$$+ \frac{(a \sin \theta - b \cos \theta)^2}{8(a+b)^2 \sin \theta (\cos \theta + \sin \theta)} L \frac{a \sin \theta + b \cos \theta}{(a+b) \sin \theta}$$

$$F_3^2(\theta) \equiv \frac{a^2 (\cos \theta - \sin \theta)}{(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta)} -$$

$$- \frac{ab \cos \theta}{2(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta)} L \frac{(2a+b) \cos \theta - a \sin \theta}{b \cos \theta + a \sin \theta}$$

$$F_4^2(\theta) \equiv \frac{b(\cos \theta - \sin \theta) [(6a+b) \sin \theta + (4a+b) \cos \theta]}{16(a+b)^2 \sin \theta (\cos \theta + \sin \theta)} +$$

$$+ \frac{2a^2 \cos \theta \sin \theta - \left[\left(a + \frac{b}{2} \right) \cos \theta + \frac{a}{2} \sin \theta \right]^2}{2(a+b)^2 \sin \theta (\cos \theta + \sin \theta)} L \frac{(a+b)(2 \cos \theta - \sin \theta)}{(2a+b) \cos \theta - a \sin \theta}$$

$$F_5^2(\theta) \equiv \frac{\left(a + \frac{b}{2} \right) \sin \theta - \frac{b}{2} \cos \theta}{(a+b)(\cos \theta + \sin \theta)} -$$

$$- \frac{b[(2a+b) \sin 2\theta + \frac{b}{4} (\cos \theta + \sin \theta)^2 - (a+b)(\cos \theta + \sin \theta) \sqrt{\sin 2\theta}]}{2(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta) \sqrt{\sin 2\theta}}$$

$$L \frac{(a+b) \sqrt{\sin 2\theta} - \frac{b}{2} (\cos \theta + \sin \theta)}{(a+b)(\sqrt{\sin 2\theta} + \sin \theta)} +$$

$$+ \frac{b[(2a+b) \sin 2\theta + \frac{b}{4} (\cos \theta + \sin \theta)^2 + (a+b)(\cos \theta + \sin \theta) \sqrt{\sin 2\theta}]}{2(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta) \sqrt{\sin 2\theta}}$$

$$L \frac{(a+b) \sqrt{\sin 2\theta} + \frac{b}{2} (\cos \theta + \sin \theta)}{(a+b)(\sqrt{\sin 2\theta} + \sin \theta)}$$

$$F_7^2(\theta) \equiv \frac{a^2 \sqrt{\sin 2\theta}}{2(a+b)^2 (\cos \theta + \sin \theta)} L \frac{(a+b) \sqrt{\sin 2\theta} + \frac{b}{2} (\cos \theta + \sin \theta)}{(a+b) \sqrt{\sin 2\theta} - \frac{b}{2} (\cos \theta + \sin \theta)}.$$

Suivant que nous nous trouverons dans le premier cas ou dans le second, la fonction $F^1(\theta)$ ou $F^2(\theta)$ donnera le rendement du carré ABCD dont le centre a pour angle polaire θ .

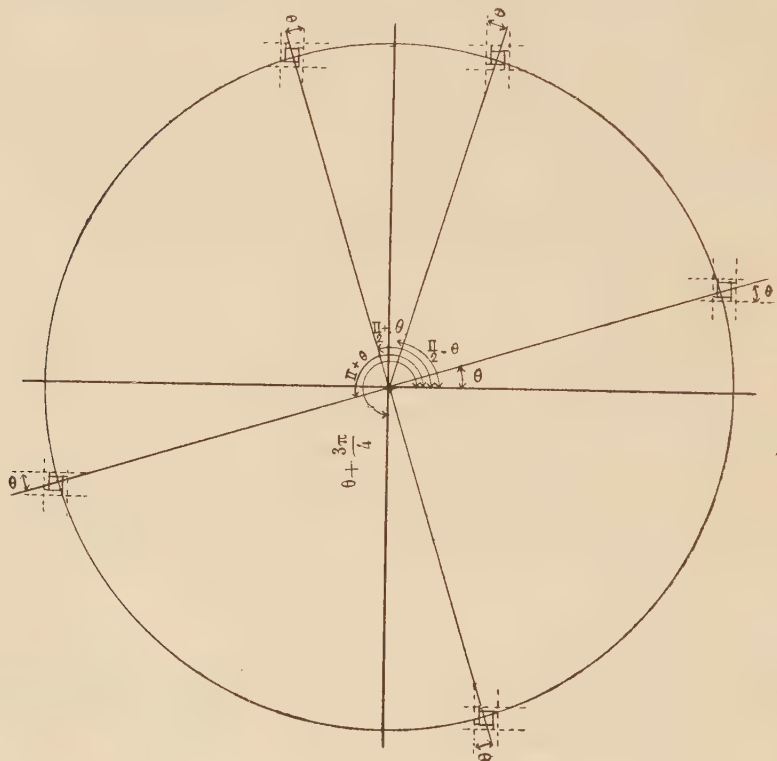


Fig. 12.

Intégration par rapport à θ . — Mais la circonférence coupe des carrés dont l'angle polaire a toutes les valeurs de 0 à 2π . Il est donc indispensable de prendre la moyenne des valeurs de $F(\theta)$ entre 0 et 2π . Mais par raison de symétrie, il suffit de prendre la moyenne dans l'intervalle 0 à $\frac{\pi}{4}$.

Nous avons intégré la fonction $F(\theta)$ graphiquement. Sans doute la plupart des termes de la fonction $F(\theta)$ sont intégrables par le calcul ; mais les logarithmes s'intègrent par des séries assez faiblement convergentes. Les termes $F_1'(\theta)$, $F_6'(\theta)$, $F_7'(\theta)$ n'ont pu être intégrés par le calcul.

Nous avons construit la courbe qui représente $F(\theta)$ de 0 à $\frac{\pi}{4}$ en donnant à la lettre a , la valeur 0,15 mm. et à b la valeur 0,05 mm. valeurs qui correspondent aux dimensions de la toile adoptée. Nous avons évalué graphiquement la surface comprise entre cette courbe, l'axe des arcs et les deux ordonnées $\theta = 0$ et $\theta = \frac{\pi}{4}$. En divisant par $\frac{\pi}{4}$ nous avons ainsi obtenu le rendement moyen de la zone coupée par la circonférence. En désignant ce rendement moyen par R nous avons trouvé :

$$R = 0,37.$$

Mais, le rendement moyen des carrés entièrement compris dans le cercle est égal à $\frac{a^2}{(a+b)^2}$ qui, avec les dimensions de la toile métallique vaut :

$$\frac{a^2}{(a+b)^2} = \frac{9}{16} = 0,56.$$

Le rapport du rendement moyen d'un carré marginal au rendement d'un carré intérieur au cercle est donc :

$$\frac{0,37}{0,56} = 0,66.$$

On peut donc dire que le rendement d'un carré marginal vaut $0,66 \frac{a^2}{(a+b)^2}$.

Interprétation de la courbe représentant la variation du maximum d'ionisation avec la pression. — Le rendement moyen de la zone frontière est donc inférieur au rendement de la surface intérieure du cercle. Mais la surface de cette zone frontière ne croît que proportionnellement au rayon, tandis que la surface totale croît comme le carré du rayon. Le rapport de ces deux surfaces est

donc en raison inverse du rayon. L'opacité apparente de la toile est d'autant plus grande que la section du cône est plus petite, c'est-à-dire que la source est plus voisine de la chambre d'ionisation. C'est bien ce que montre la courbe qui représente la variation du maximum d'intensité avec la pression.

Examinons l'importance de ce phénomène et voyons s'il suffit à expliquer la courbe expérimentale. Le calcul rigoureux est difficile à conduire parce que l'intensité du rayonnement n'est pas uniforme sur toute la surface du cercle géométrique que nous avons considéré jusqu'ici. Nous admettrons que le faisceau réel peut être remplacé par un cône d'ouverture convenable et dans lequel les rayons alpha sont uniformément répartis.

Supposons donc que la source émette par seconde N particules alpha uniformément réparties dans un cône d'ouverture ω . Soit Σ la surface du cercle, section du cône par le plan de la toile métallique, quand la distance de celle-ci à la source est d . De cette surface une partie est formée par des portions de carrés coupés par la circonférence. Désignons par σ cette partie de la surface totale du cercle. La surface totale des carrés compris entièrement dans le cercle sera donc $\Sigma - \sigma$. Le rendement de ces carrés étant de $\frac{a^2}{(a+b)^2}$ le nombre des rayons qui traversent la toile au travers de ces carrés sera :

$$N \frac{a^2}{(a+b)^2} \frac{\Sigma - \sigma}{\Sigma}.$$

A travers les carrés marginaux, dont la surface intéressante est σ , il ne passe que :

$$0,66 N \frac{a^2}{(a+b)^2} \frac{\sigma}{\Sigma}$$

rayons alpha en moyenne. Si nous désignons par N_d^1 le nombre de rayons qui passent à travers la toile T_2 (voir figure 1 A) quand la source est à une distance d de la chambre d'ionisations, nous avons :

$$N_d^1 = N \frac{\Sigma - \sigma}{\Sigma} \frac{a^2}{(a+b)^2} + N \frac{\sigma}{\Sigma} 0,66 \frac{a^2}{(a+b)^2}$$

$$N_d^1 = N \frac{a^2}{(a+b)^2} \left(1 - 0,34 \frac{\sigma}{\Sigma} \right).$$

Mais il y a deux toiles métalliques successives. Etant donné leur distance, on peut admettre que le rayon du cercle est le même sur les deux toiles. Le rendement des deux toiles sera donc le même. Si N_d est le nombre des rayons qui pénètrent dans la chambre, on a :

$$N_d = N_d^1 \frac{a^2}{(a+b)^2} \left(1 - 0,34 \frac{\sigma}{\Sigma} \right)$$

$$N_d = N \frac{a^4}{(a+b)^4} \left(1 - 0,34 \frac{\sigma}{\Sigma} \right)^2$$

$$N_d = N \frac{a^4}{(a+b)^4} \left(1 - 0,68 \frac{\sigma}{\Sigma} + 0,11 \frac{\sigma^2}{\Sigma^2} \right).$$

Le plus petit cercle utilisé a un diamètre égal à celui du trou du diaphragme supérieur, soit trois millimètres. Ce cercle doit être pris en entier puisqu'il possède un rayonnement uniforme. Nous avons vu que chaque côté des carrés de la toile était égal à 0,2 mm., plus petit donc que le dixième du diamètre du plus petit cercle.

Or, quand le cercle a un diamètre dix fois plus grand que le côté du carré, on a :

$$\frac{\sigma}{\Sigma} = 0,24$$

$$0,68 \frac{\sigma}{\Sigma} = 0,16$$

$$0,11 \frac{\sigma^2}{\Sigma^2} = 0,004.$$

Le terme au carré est donc négligeable vis-à-vis du terme au premier degré. Nous écrivons donc :

$$N_d = N \frac{a^4}{(a+b)^4} \left(1 - 0,68 \frac{\sigma}{\Sigma} \right).$$

Lorsque la pression du gaz dans l'appareil est fixe et que la vitesse des rayons alpha est déterminée, le courant d'ionisation est proportionnel au nombre de rayons alpha qui pénètrent dans la chambre. Le courant maximum est aussi, d'après Bianu, proportionnel à la pression qui règne dans la chambre. Soit P la pression telle que le maximum ait lieu pour la distance d , et soit I_d la valeur de l'intensité maximum dans ces conditions, on a :

$$I_d = KNP \frac{a^4}{(a+b)^4} \left(1 - 0,68 \frac{\sigma}{\Sigma} \right).$$

Nous avons vu que le rapport $\frac{\sigma}{\Sigma}$ est inversement proportionnel au diamètre du cercle. Ce diamètre est lui-même proportionnel à la distance du sommet du cône à la toile. Comme le sommet est à 2,5 centimètres de la source, on a, en désignant par m une constante convenable :

$$\frac{\sigma}{\Sigma} = \frac{m}{d - 2,5}.$$

Il y a lieu de remarquer que cette constante est fonction de l'ouverture seule. En effet on a :

$$m = \frac{\sigma}{\Sigma} (d - 2,5)$$

or :

$$\frac{d - 2,5}{\Sigma} = \frac{1}{\omega(d - 2,5)}$$

$$\sigma = cr = c \sqrt{\frac{\omega}{\pi}} (d - 2,5)$$

donc :

$$m = c \frac{\sqrt{\frac{\omega}{\pi}} (d - 2,5)}{\omega(d - 2,5)}$$

$$m = \frac{c}{\sqrt{\pi\omega}}$$

où c est une constante indépendante de la distance et de l'ouverture du cône.

En portant cette valeur de $\frac{\sigma}{\Sigma}$ dans l'équation qui donne I_d il vient

$$I_d = \text{KNP} \frac{a^4}{(a + b)^4} \left(1 - 0,68 \frac{m}{d - 2,5} \right).$$

Mais puisque nous étudions toujours le courant maximum, la distance d est inversement proportionnelle à la pression. M étant une constante qui ne dépend que de l'élément radioactif et du gaz étudié, on a :

$$Pd = M.$$

En portant dans la relation qui donne I_d on obtient la formule :

$$I_d = \text{KNP} \frac{a^4}{(a + b)^4} \left(1 - 0,68 \frac{mP}{M - 2,5P} \right).$$

Dans le cas des rayons alpha du polonium circulant dans l'air, on a $M = 261,44$ quand on évalue la pression en centimètres de mercure.

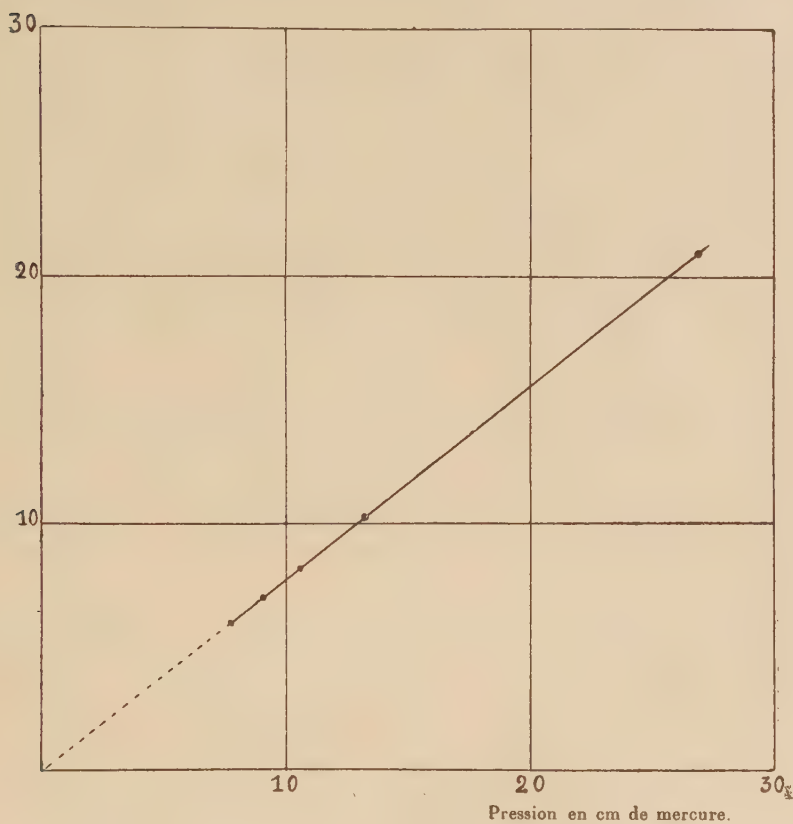


Fig. 13. — Points expérimentaux corrigés de l'effet des toiles métalliques.

En essayant de représenter la courbe expérimentale par une équation de la forme à laquelle nous sommes parvenus, nous avons trouvé :

$$I_d = 0,158 P \left(1 - \frac{0,656 P}{261,44 - 2,5 P} \right).$$

Désignons par I_∞ l'intensité que prendrait le courant si l'effet marginal n'existait pas ; ce serait par exemple le cas si la source

était à l'infini, et si l'on utilisait un autre procédé que la variation de distance pour modifier le ralentissement des rayons. En vertu de la relation de Bianu, nous aurions

$$I_{\infty} = KNP \frac{a^4}{(a+b)^4} = 0,158 P.$$

En divisant membre à membre la relation précédente par celle-ci on a :

$$\frac{I_d}{I_{\infty}} = 1 - \frac{0,656 P}{(261,44 - 2,5 P)}.$$

Dans cette formule I_d est le courant expérimentalement mesuré et I_{∞} le courant corrigé de l'effet marginal. La figure 13 représente I_{∞} en fonction de la pression. On voit qu'il est proportionnel à la pression comme le veut la loi de Bianu.

Calcul de la correction à effectuer sur la courbe d'ionisation.

— Cette formule permet aussi de calculer la correction qu'il

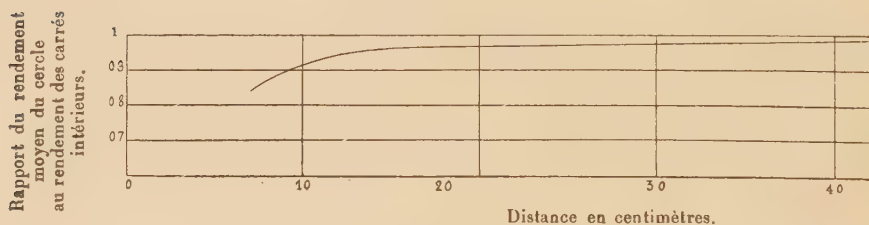


Fig. 14

faut faire subir à la courbe d'ionisation pour tenir compte de l'effet marginal sur le faisceau de rayons alpha. La théorie de la courbe de Bragg suppose en effet que le rendement des toiles métalliques est constant. Or, il le serait si l'effet marginal n'intervenait pas. Mais nous avons vu que l'intensité corrigée de l'effet marginal était I_{∞} . Il suffit de revenir à la formule qui donne $\frac{I_d}{I_{\infty}}$ en fonction de la distance pour pouvoir corriger les valeurs obtenues pour l'ionisation aux différentes distances. On voit facilement que l'on a :

$$\frac{I_d}{I_{\infty}} = 1 - \frac{0,656}{d - 2,5}.$$

Il suffira donc de diviser la valeur du courant expérimental par la valeur de $\frac{I_d}{I_\infty}$ correspondant à la distance pour tenir compte de la correction due à cet effet. La figure 14 représente la courbe donnant la valeur de $\frac{I_d}{I_\infty}$ pour les distances qui ont été utilisées dans l'appareil qui a servi dans ce travail.

Forme corrigée de la courbe de Bragg. — La modification apportée au canaliseur de l'appareil et le calcul de la correction

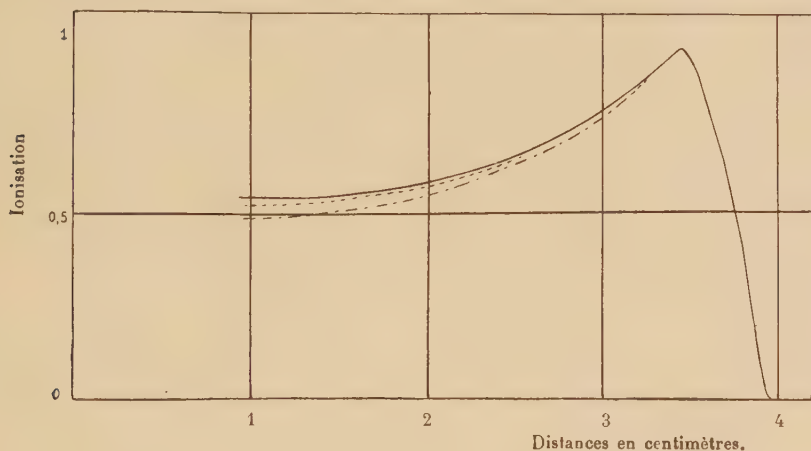


Figure 15.

- Courbe de Bragg ayant subi la correction de la toile métallique et ayant été canalisée par les diaphragmes.
- - - - - Courbe à canaliseur à diaphragme, mais n'ayant pas subi la correction due à la toile métallique.
- Courbe faite avec le canaliseur à tube sans correction.

due à la toile permettent de tracer une nouvelle courbe ; la figure 15 montre les modifications apportées par ces différentes corrections. La modification du canaliseur avait pour effet de rabaisser le début de la courbe. Elle était ainsi ramenée vers celle de Henderson. Mais la deuxième correction, au contraire, a pour effet de relever ce début de courbe au-dessus de ce qu'il était avec le canaliseur à tubes. Avec ce dernier, il y avait deux causes d'erreur qui semblent s'être à peu près compensées.

Cette correction donne également l'explication d'un phénomène

qui au début avait dérouté nos recherches. Pour vérifier nos résultats, nous faisons toujours la même courbe à deux ou trois pressions différentes. Ramenées par le calcul à la pression de 76 centimètres de mercure et à 15 degrés, les trois séries de mesure auraient dû coïncider aux erreurs d'expérience près. Or, on constatait que toujours la courbe faite à une pression relativement élevée, qui n'utilisait par conséquent qu'une faible portion de la course de l'appareil, avait sa partie croissante de près de 5 % au dessus de celle qui avait été faite à basse pression, et qui avait employé la totalité de la course. Or la correction de la toile métallique est plus faible dans le premier cas que dans le second, et cette correction a rétabli la coïncidence entre les courbes faites à des pressions très différentes.

La courbe de Henderson ⁽¹⁾ est en dessous de toutes les courbes obtenues dans le présent travail. Son appareil était à distance constante : il éliminait donc la correction de la toile métallique. Il faut cependant remarquer que les rayons ne sont pas absolument rectilignes jusqu'au bout de leur parcours, ce qui introduit peut-être une erreur.

M^{me} Irène Curie ⁽²⁾ a publié une courbe qui est intermédiaire entre celle de Henderson et la nôtre ; elle coïncide presque avec celle de notre appareil à canaliseur à diaphragme quand la correction de toile n'est pas faite. Or l'appareil de M^{me} Irène Curie ne comporte pas de toile métallique. On ne voit pas ce qui peut produire ces divergences.

Comme M^{me} Irène Curie, nous pensons qu'une des grosses difficultés que présente l'étude des courbes de Bragg est la nécessité d'avoir de très fortes sources de rayons alpha. Ces sources sont difficiles à obtenir (Il a fallu par'ois préparer quatre sources de suite avant d'en obtenir une suffisamment intense. le métal, nickel ou argent, s'oxydant souvent pendant la préparation.) D'autre part, si la source est trop forte, il est possible que l'élément radioactif ne se dépose pas en une couche monomoléculaire. Bien au contraire, des expériences récentes de M^{lle} C. Chamié l'ont penser

⁽¹⁾ HENDERSON, *Phil. Mag.*, 42 (1921), p. 549.

⁽²⁾ M^{me} Irène CURIE, Thèse de Doctorat, Paris, 1925, p. 85.

que les atomes radioactifs se groupent par paquets ⁽¹⁾. Il serait désirable de pouvoir tracer la courbe de Bragg avec des sources plus faibles.

(1) M^{lle} C. CHAMIÉ, *C. R.*, 184 (1927), p. 1243; 185 (1927), pp. 770 et 1277.

CHAPITRE III

ÉTUDE DE LA COURBE D'IONISATION DANS LES MÉLANGES GAZEUX

Nous nous sommes proposé d'étudier ce que devient la courbe d'ionisation quand on emploie un mélange de gaz au lieu d'un gaz pur. Ce travail présente un double intérêt. Les gaz naturels sont presque tous des mélanges. La courbe d'ionisation dans l'air est la première qui ait été construite. En second lieu, il nous est très difficile d'obtenir des corps rigoureusement purs. Il est donc utile de rechercher systématiquement l'influence des impuretés afin de pouvoir faire la critique des conclusions auxquelles nous sommes amenés dans l'étude des courbes de Bragg.

Pouvoir d'arrêt des mélanges. — Bragg avait signalé que pour les gaz, le pouvoir d'arrêt moléculaire est égal au rapport du parcours dans l'air au parcours dans le gaz. Nous avons décidé de prendre ce rapport comme définition du pouvoir d'arrêt dans le cas des mélanges gazeux. Cela revient à admettre que le mélange équivaut à un gaz de poids moléculaire moyen défini de la façon suivante :

Supposons que le mélange contienne n_1 % du gaz G_1 , n_2 % du gaz G_2 et que les poids moléculaires soient respectivement M_1 et M_2 ; le poids moléculaire moyen du mélange aura pour valeur :

$$\frac{n_1 M_1 + n_2 M_2}{100}.$$

Comme les molécules des gaz faisant partie d'un mélange ont moins d'action les unes sur les autres que les atomes d'une même molécule, nous avons pensé que la loi d'additivité, valable pour la plupart des combinaisons, s'étendrait à plus forte raison aux mélanges gazeux. Nous avons remarqué alors qu'il était possible de lui donner dans ce cas une forme mathématique simple.

Considérons à nouveau le mélange qui contient n_1 % molécules de gaz G_1 de pouvoir d'arrêt s_1 et n_2 % molécules de gaz G_2 de pouvoir d'arrêt s_2 . La loi d'additivité appliquée à ce mélange s'écrit :

$$s = \frac{n_1 s_1 + n_2 s_2}{100}.$$

Ou, en remplaçant n_2 par $100 - n_1$,

$$s = \frac{n_1(s_1 - s_2) + 100 s_2}{100}.$$

Le pouvoir d'arrêt doit être une fonction linéaire de la proportion de l'un des gaz. Si, sur un diagramme, on prend le pouvoir d'arrêt en ordonnée et la proportion de l'un des constituants en abscisse, on doit obtenir une droite.

Procédé de dosage des gaz. — Les gaz étaient mélangés dans un gazomètre du type Regnault à joint hydraulique relié à l'appareil de Bragg par une canalisation desséchante. Un tube indicateur de niveau permettait de connaître le volume de chaque gaz introduit et la pression à laquelle il était soumis. Il était alors facile de calculer la proportion de molécules introduites. Le mélange devait reposer un jour avant d'être utilisé afin de présenter une homogénéité complète.

Quand aucun gaz n'était soluble, la méthode précédente donnait à un pour mille près la proportion des gaz dans le mélange. Mais, comme nous le verrons, nous avons utilisé des mélanges contenant de l'acide carbonique. Alors une partie de ce gaz, d'ailleurs impossible à estimer, se dissolvait et les proportions initiales se trouvaient modifiées.

Pour éviter les erreurs qui en découlaient, le mélange était analysé immédiatement avant chaque expérience. Nous avons utilisé

pour cela deux méthodes différentes : une analyse chimique et une mesure de densité

L'analyse chimique n'a pu être employée que pour l'acide carbonique. Un échantillon de mélange était recueilli dans une cloche graduée sur une cuve à eau et transporté rapidement sur une cuve à potasse. L'acide carbonique était absorbé. Le volume du gaz restant permettait de déterminer le volume d'acide carbonique primitivement présent dans le mélange. Ce procédé donnait la composition de ce dernier au millième près environ.

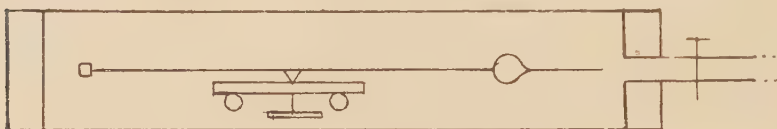


Fig. 16. — Schéma de la microbalance.

Mais cette façon d'opérer avait l'inconvénient de rendre possibles les rentrées d'air dans le gaz à analyser. On s'est mis à l'abri des erreurs grossières en branchant sur la canalisation de dessèchement une microbalance destinée à mesurer la densité du gaz. Le fléau se composait d'une longue tige de verre de près d'un mètre, aussi légère que possible, mais cependant suffisamment rigide (voir figure 16). A son centre, il portait un couteau d'acier qui reposait sur deux tubes de verre et soutenait l'appareil. Au-dessous du couteau était suspendu un petit barreau en plomb qui abaissait le centre de gravité de l'ensemble. Le réglage était fait de façon que le centre de gravité fut très voisin du couteau pour avoir une grande sensibilité. La durée d'oscillation renseignait sur la position du centre de gravité. Celui-ci une fois réglé, la période était voisine de la demi-minute.

A l'une des extrémités de ce fléau était fixée une boule de verre creuse et complètement fermée, munie d'une longue tige de verre également creuse qui servait d'index. Sa densité moyenne était faible. A l'autre extrémité était fixée une plaque de plomb de poids voisin de celui de la boule de verre. Elle lui servait de contrepoids. Enfin deux petits anneaux de fer pouvaient être déplacés au moyen d'un aimant et permettaient de modifier légèrement la position du centre de gravité.

Ainsi, nous pouvions prendre avec le même appareil la densité des gaz lourds et celle des gaz légers. L'ensemble était à l'intérieur d'un large tube fermé par deux bouchons de caoutchouc. Cette microbalance était analogue à celle qui a servi à Aston pour mettre en évidence la séparation des isotopes du néon ⁽¹⁾.

Pour faire une mesure, le tube était d'abord rempli d'air à la pression nécessaire pour établir l'équilibre. L'air était ensuite pompé et la même opération était effectuée avec le gaz à mesurer. La pression était lue à l'aide d'un cathétomètre sur un manomètre à mercure. On pouvait apprécier le dixième de millimètre.

L'équilibre était vérifié à l'aide d'un microscope à oculaire micrométrique qui visait l'extrémité de l'index. Une différence de pression de un dixième de millimètre suffisait pour modifier la position d'équilibre d'une façon très appréciable au microscope. L'erreur commise sur la densité était plus petite que un trois-centième. On pouvait apprécier le cinquantième de la différence de densité qui existe entre l'azote et l'oxygène.

Cet appareil avait l'inconvénient de ne pas permettre de mesures rapides à cause de la lenteur des oscillations. Il n'a pas été possible d'obtenir un amortissement sérieux.

Cette micro-balance a été utilisée pour analyser tous les mélanges gazeux à l'exception du mélange d'oxygène et d'azote. Elle a été le seul moyen de contrôle pour certains mélanges dont l'analyse chimique est difficile, sinon impossible. Par exemple l'oxyde de carbone se dose en général par le chlorure cuivreux ; mais on ne peut utiliser ce dernier en présence d'oxygène qui l'oxyde.

Les courbes ont été tracées en prenant leur parcours comme unité de longueur et l'ionisation du maximum pour unité d'ionisation. De cette façon, la forme des courbes devient indépendante de l'intensité de la source et de la densité du gaz et elles peuvent être comparées les unes aux autres. Cette construction ne permet pas de tenir compte des différences de parcours. Pour que les parcours soient comparables, il faut qu'ils soient ramenés par le calcul aux mêmes conditions de température et de pression. Nous les

(1) ASTON *Proc. Roy. Soc.*, 89 (1914), p. 440.

donnerons donc tous pour la pression de sept cent soixante millimètres de mercure et la température de quinze degrés.

Les premières mesures ont été faites avec le canaliseur à tubes de Bragg. Les deux mélanges d'oxygène et d'azote d'une part et d'acide carbonique et d'azote d'autre part, ont été étudiés de cette façon. Toutes les courbes d'un même système ayant été faites avec le même canaliseur, les erreurs sont les mêmes et s'éliminent dans les comparaisons. Les conclusions qu'on tirera restent donc variables.

Toutefois, il faut que la source reste comparable à elle-même. Or, par suite de diverses influences telles que : oxydation, pénétration du polonium, il arrive que la forme de la courbe se modifie pendant que la source vieillit. A titre de contrôle la courbe dans l'air était faite plusieurs fois au cours d'une série d'expériences et l'on recommençait chaque fois que l'on remarquait un changement dans la forme de la courbe dans l'air.

Il est très rare que deux sources soient absolument comparables. Certaines donnent tous les parcours un peu trop petits. Quand l'écart n'atteignait pas le centième, les pouvoirs d'arrêt n'en étaient pas affectés, à condition, bien entendu, de ne comparer entre elles que des courbes obtenues avec la même source.

Étude du système oxygène-azote. — Les premières courbes d'ionisation ont été construites dans l'air. Il était naturel de rechercher comment les résultats obtenus dépendent des proportions d'oxygène et d'azote.

L'oxygène et l'azote avaient été fournis par la *Société de l'Air liquide*. Ils n'étaient pas absolument purs. En effet l'oxygène contenait 4,5 % d'azote et l'azote 0,5 % d'oxygène. Ces impuretés n'offraient aucune importance dans le cas présent, puisqu'on désirait réaliser des mélanges d'oxygène et d'azote. Il suffisait d'en tenir compte pour calculer les proportions du mélange obtenu.

Nous avons fait quatre courbes d'ionisation dans quatre mélanges successifs : une courbe dans l'oxygène contenant 4,5 % d'azote, une dans l'azote contenant 0,5 % d'oxygène, une dans l'air et une dans un mélange contenant 48,45 % d'oxygène et 51,55 % d'azote. Ce dernier mélange avait été choisi de telle façon que l'oxygène et

l'azote enlèvent aux particules alpha la même quantité d'énergie en moyenne.

Les résultats ont été représentés dans la figure 17. On y voit que les courbes des mélanges sont comprises entre les courbes obtenues dans les gaz presque purs. D'autre part le maximum a lieu pour une abscisse plus grande pour l'azote que pour l'oxygène. La partie montante dans le premier gaz, est en dessous de la partie correspondante dans le second.

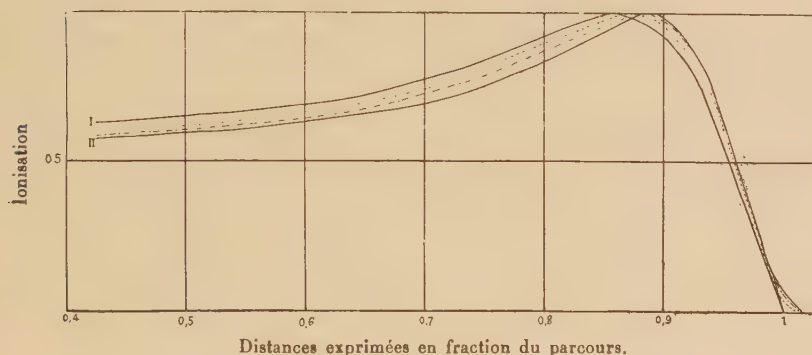


Fig. 17. — Courbes d'ionisation comparées dans les mélanges d'oxygène et d'azote.

———	I	Mélange	O = 95,5	N = 4,5
- - - - -	II	»	O = 0,5	N = 99,5
.....		»	O = 48,45	N = 51,55
- . - . -		Air atmosphérique.		

La considération du parcours dans les quatre gaz à sept cent soixante centimètres de mercure et à quinze degrés permet de calculer le pouvoir d'arrêt en utilisant la définition que nous avons posée. Le tableau ci-dessous porte dans la première colonne les parcours, dans la seconde les pouvoirs d'arrêt correspondants, la troisième le pouvoir d'arrêt calculé en supposant que la loi d'additivité est respectée. On y voit que la concordance est très satisfaisante.

Construisons le diagramme du pouvoir d'arrêt en fonction de la proportion d'oxygène contenue dans le mélange ; c'est une droite, ce qui montre que les pouvoirs d'arrêt suivent la loi d'additivité.

Mélange	Parcours extrapolé	Pouvoirs d'arrêt	
		calculé	mesuré
Azote.....	3,96		0,989
Air.....	3,92	1,003	1
Azote 51,55 %.....	3,86	1,016	1,014
Oxygène 48,45 %.....	3,72		1,054

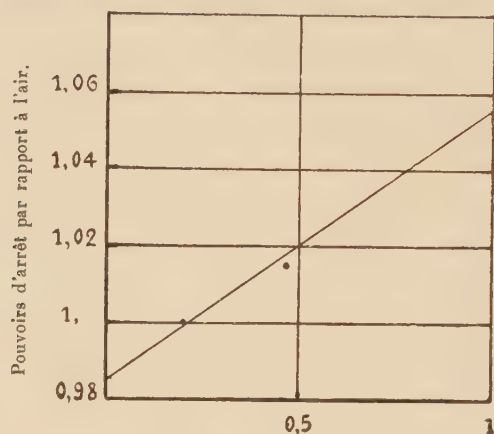


Fig. 18. — Pouvoirs d'arrêt des divers mélanges d'oxygène et d'azote.

Étude du système gaz carbonique-azote. — C'est de l'azote fourni par la *Société de l'Air liquide* qui a servi pour préparer les mélanges de gaz carbonique et d'azote. Cet azote contient encore 0,5 % d'oxygène. Mais les parcours dans l'oxygène et dans l'azote sont très voisins l'un de l'autre ; au contraire l'acide carbonique ralentit les rayons beaucoup plus rapidement que les deux gaz précédents. Cette faible proportion d'impureté ne peut causer que des erreurs beaucoup plus faibles que les autres erreurs expérimentales.

L'acide carbonique était obtenu dans un Deville par l'action de l'acide chlorhydrique sur du marbre blanc. Ce gaz passait dans un

flacon laveur au carbonate de soude puis au travers de toute la colonne d'eau du gazomètre de Regnault. De cette façon, il était bien débarrassé de tout l'acide chlorhydrique qu'il avait pu entraîner. L'analyse à la soude montrait d'autre part qu'il était bien exempt d'air et de tous les gaz que la soude n'absorbe pas. Pour diminuer la solubilité du gaz carbonique on utilisait de l'eau salée comme joint hydraulique.

Le pouvoir d'arrêt de l'acide carbonique est beaucoup plus grand que celui de l'air. La formule de Bragg donne :

$$s = \frac{n\sqrt{p}}{2 \times 3,79} = 1,512.$$

Les parcours obtenus expérimentalement sont 2,67 centimètres pour l'acide carbonique et 3,94 pour l'air. Le pouvoir d'arrêt de l'acide carbonique est donc :

$$s = \frac{3,94}{2,67} = 1,47.$$

Il est un peu plus petit que ne le voudrait la loi de Bragg. Cette loi ne s'applique donc pas rigoureusement, mais la différence n'atteint que 3 %.

Le parcours trouvé dans l'azote pur est de 3,98 centimètres. Le pouvoir d'arrêt est donc :

$$s = \frac{3,94}{3,98} = 0,989.$$

Trois mélanges d'acide carbonique et d'azote ont été étudiés. Le premier contenait 34 %, le second 38 % et le troisième 65 % d'acide carbonique.

Les résultats ci-dessous sont la moyenne de trois ou quatre mesures d'ailleurs très concordantes.

Gaz	Pouvoirs d'arrêt	Pouvoirs d'arrêt calculés par la formule linéaire
Azote	0,989	
Azote 66 %.....	1,15	1,15
CO ² 34 %.....		
Azote 62 %.....	1,17	1,17
CO ² 38 %.....		
Azote 35 %.....	1,33	1,30
CO ² 65 %.....		
CO ²	1,47	

L'écart maximum est de 3 % et il a lieu pour le mélange riche en gaz carbonique. Cet écart dépasse à peine les erreurs expé-

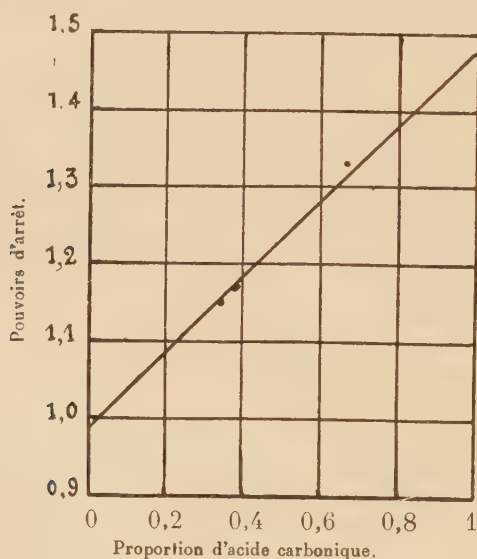


Fig. 19. — Pouvoirs d'arrêt des mélanges d'azote et d'acide carbonique.
• Points expérimentaux.

mentales que l'on peut prévoir. Les deux points correspondant à des mélanges riches en azote sont de l'autre côté de la valeur théorique et en diffèrent de moins de 1 %.

La figure 19 représente le diagramme du pouvoir d'arrêt en fonction de la proportion d'acide carbonique. On constate que c'est une droite.

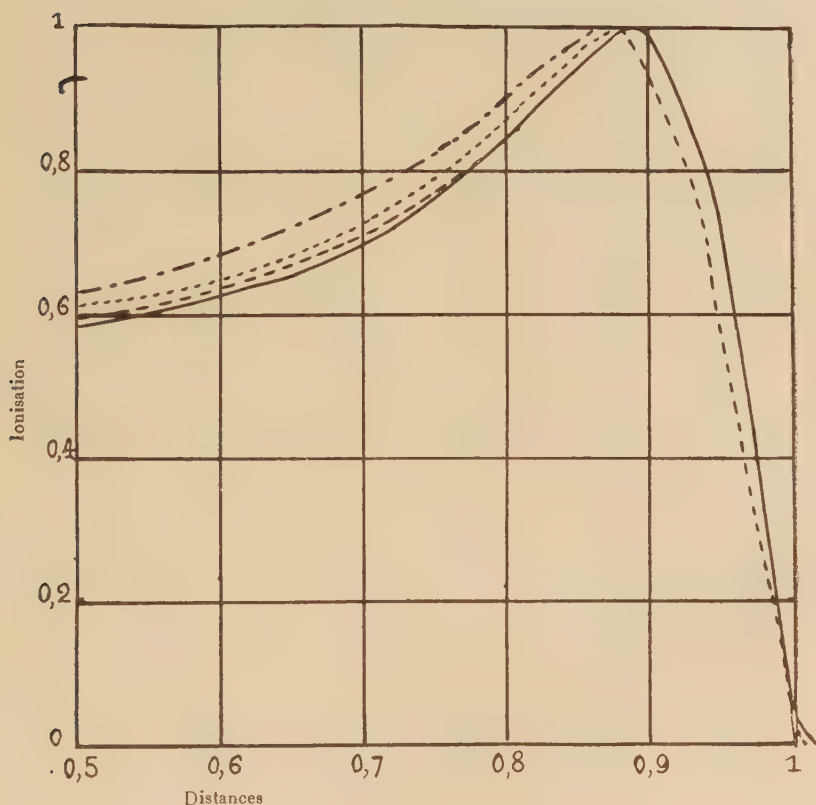


Fig. 20. — Courbes d'ionisation rapportées à leur parcours comme unité de longueur.

- Courbe dans l'acide carbonique.
- Courbe dans le mélange } $\text{CO}^2 = 65 \%$
- } $\text{N}^2 = 35 \%$
- Courbe dans le mélange } $\text{CO}^2 = 38 \%$
- } $\text{N}^2 = 62 \%$
- Courbe dans l'azote pur.

Les courbes obtenues pour les divers mélanges d'acide carbonique et d'azote sont représentées dans la figure 20. Les écarts entre les diverses courbes sont du même ordre de grandeur que le sys-

tème oxygène-azote. Ce résultat est inattendu parce que le parcours dans l'acide carbonique est beaucoup plus petit que le parcours dans l'oxygène. Il semble donc prouvé que la forme de la

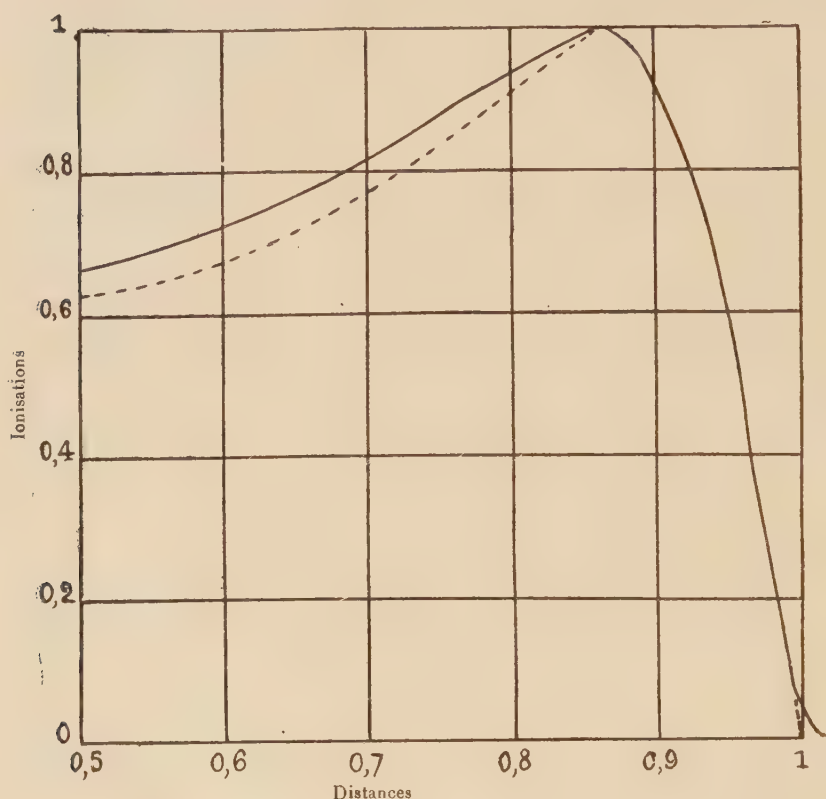


Fig. 21. — Comparaison entre les courbes obtenues dans l'acide carbonique et l'oxygène.

— Courbe dans l'oxygène.
 Courbe dans l'acide carbonique.

courbe n'est pas une fonction du parcours. Les courbes d'ionisation des mélanges trouvent leur place entre les courbes des gaz purs ; cependant elles se rapprochent plus de la courbe de l'azote que de la courbe de l'acide carbonique. Au delà du maximum, elles sont même entièrement confondues avec la courbe de l'azote.

Le tableau ci-dessous montre les principales différences qui existent entre ces courbes.

Mélanges	Parcours extrapolé	Différences entre le parcours extrapolé et l'abscisse du maximum d'ionisation		Coefficient angulaire de la tangente d'inflexion	Ordonnée du point d'abscisse 0,5 du parcours
		en centimètres	en parcours		
Azote	3,98	0,48	0,110	— 0,07	0,58
Azote 62 % ..	3,36	0,40	0,123	— 0,07	0,60
CO ² 38 % ..					
Azote 35 % ..	2,96	0,38	0,115	— 0,07	0,61
CO ² 65 % ..					
CO ²	2,66	0,33	0,132	— 0,09	0,63

La figure 21 montre la comparaison entre la courbe de l'oxygène et la courbe de l'acide carbonique : les deux courbes diffèrent moins entre elles que les courbes de l'acide carbonique et de l'azote. Les descentes sont confondues. La montée de la courbe de l'oxygène est légèrement au-dessus de celle de l'acide carbonique.

Étude du système oxyde de carbone-oxygène. — Cette constatation nous a amené à nous demander si l'oxyde de carbone n'exercerait pas sur les particules alpha une action tout à fait analogue à celle de l'oxygène. Pour essayer d'éclaircir cette question, nous avons entrepris d'étudier le système oxyde de carbone-oxygène.

Ce système présente en outre l'avantage de contenir les mêmes éléments que l'acide carbonique, mais combinés différemment. On pouvait donc espérer mettre en évidence l'influence de la combinaison.

L'oxyde de carbone était obtenu par l'action de l'acide sulfurique sur l'acide formique. Le gaz était lavé à l'eau et conduit dans un gazomètre. Avant de mélanger l'oxyde de carbone à l'oxygène, on en prenait une éprouvette pour l'analyser au moyen du chlorure cuivreux.

L'oxygène avait été fourni par la *Société de l'Air liquide*. Il contenait 4 % d'azote dont l'influence était négligeable en ce qui concerne la forme de la courbe. On a corrigé le parcours en admettant

la loi d'additivité. Les expériences ont montré que cela était légitime.

On n'a fait qu'un seul mélange d'oxyde de carbone et d'oxygène : celui qui correspond à une demi-molécule d'oxygène pour une molécule d'oxyde de carbone. Il a donc la même composition élémentaire que l'acide carbonique ; on voulait comparer les courbes obtenues dans ces deux gaz. Les courbes sont représentées

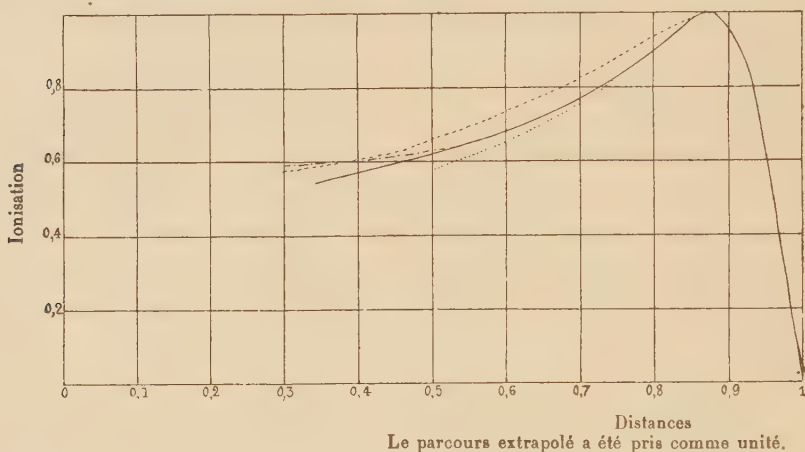


Fig 22. — Courbes de Bragg dans les mélanges d'oxygène et d'oxyde de carbone.

- Courbe dans l'oxygène.
- .-.-.- Courbe dans le mélange oxyde de carbone-oxygène.
- Courbe dans l'oxyde de carbone.
- Courbe dans l'acide carbonique.

dans la figure 22. On y voit que les quatre parties descendantes sont confondues. Pour les parties montantes, la courbe de l'oxygène correspond à l'ionisation la plus forte. Puis viennent la courbe du mélange et la courbe de l'oxyde de carbone pur qui sont presque confondues. Enfin la courbe de l'acide carbonique, qui correspond à l'ionisation initiale la plus faible, vient rejoindre le groupe précédent un peu avant le maximum. On avait espéré que la courbe du mélange coïnciderait avec la courbe de l'acide carbonique ; il est visible qu'il n'en est rien. La combinaison a augmenté le rapport de l'ionisation maximum à l'ionisation initiale.

Le diagramme qui représente les pouvoirs d'arrêt en fonction du

pourcentage de l'oxyde de carbone est une droite, ce qui montre que la loi d'additivité s'applique à ce système.

On trouve que le rapport des pouvoirs d'arrêt de l'acide carbonique et du mélange oxyde de carbone-oxygène est égal à 3 %

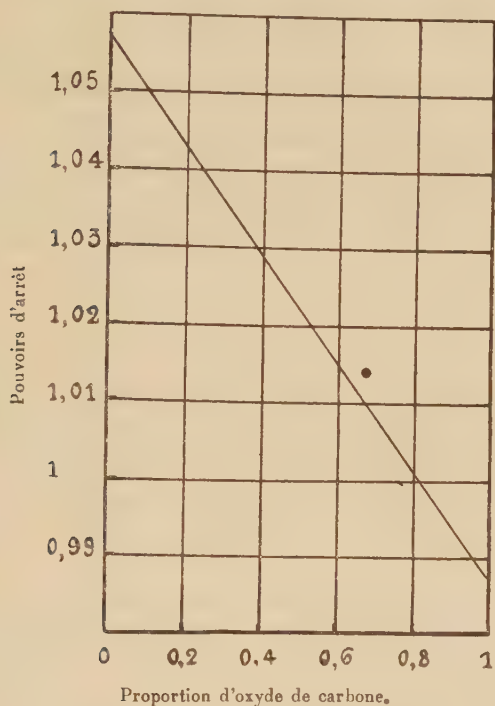


Fig. 23. — Pouvoirs d'arrêt des mélanges d'oxyde de carbone et d'oxygène.

près au rapport des densités. Au point de vue du ralentissement, l'acide carbonique se comporte donc comme le mélange étudié convenablement comprimé. L'état de combinaison des atomes a donc très peu d'influence sur le pouvoir d'arrêt, chaque atome agissant à peu près comme s'il était seul. Ceci confirme les résultats obtenus d'une autre façon par les auteurs précédents.

CHAPITRE IV

ÉTUDE DE LA DÉFORMATION DES COURBES D'IONISATION PAR L'INTRODUCTION D'ÉCRANS MÉTALLIQUES SUR LE PARCOURS DES RAYONS ALPHA

En étudiant le ralentissement des rayons alpha par des écrans métalliques, BIANU ⁽¹⁾ avait remarqué une déformation de la courbe. La différence entre l'abscisse du maximum et celle de la fin de la courbe était plus grande que dans la courbe obtenue sans écrans et cette différence était une fonction croissante de l'épaisseur de l'écran et du nombre atomique.

Mais depuis les expériences de BIANU, HENDERSON ⁽²⁾ a introduit la notion de parcours extrapolé. Ce parcours est légèrement inférieur à l'abscisse de la fin de la courbe. Il a semblé utile de rechercher ce que devient la droite d'extrapolation de Henderson quand la courbe est déformée par un écran métallique.

On a profité de ces expériences pour étudier l'influence de la nouvelle définition du parcours sur les pouvoirs d'arrêt. Puisqu'on utilisait une définition du parcours indépendante de la sensibilité de l'appareil, on espérait obtenir une valeur plus précise du pouvoir d'arrêt.

Mode opératoire. — Pour ce travail nous nous sommes servi de l'appareil modifié comme nous l'avons indiqué dans le chapitre II.

⁽¹⁾ BIANU, *loc. cit.*

⁽²⁾ HENDERSON, *loc. cit.*

Les mesures étaient faites à une pression assez basse pour permettre d'utiliser la totalité ou une portion importante de la course de l'appareil, quelle que fût l'épaisseur de l'écran employé. Mais en s'appuyant sur la loi de Bianu, les courbes ont été ramenées à ce qu'elles auraient été dans les conditions normales, c'est-à-dire à une pression de 76 centimètres de mercure et à une température de quinze degrés.

Les écrans étaient placés à deux millimètres des sources de polonium. La perte de vitesse due à cette distance était négligeable. La vitesse des rayons incidents pouvait être confondue avec la vitesse des rayons alpha du polonium. A fortiori ne devait-il être tenu aucun compte des variations de vitesse dues aux variations de pression. Dans certains cas le parcours restant étant très faible, on a fait les mesures en maintenant fixe à 7 centimètres la distance de la source à la chambre d'ionisation et en faisant varier la pression. Mais on a vérifié que la courbe ainsi obtenue coïncidait avec celle que l'on obtenait en maintenant la pression constante. On a constaté également que des courbes faites avec le même écran à des pressions très différentes coïncidaient parfaitement après avoir été ramenées par le calcul aux conditions normales.

Ces écrans étaient trop minces pour qu'on put mesurer leur épaisseur avec précision au moyen d'un palmer ⁽¹⁾. Aussi s'est-on contenté de déterminer la densité superficielle de ces feuilles. D'ailleurs dans le calcul du pouvoir d'arrêt c'est en réalité la densité superficielle qui intervient et non l'épaisseur.

Deux méthodes ont été employées successivement. Au début, les feuilles métalliques étaient découpées en carrés aussi parfaits que possible. Une machine à diviser faisait connaître au centième de millimètre près la longueur des côtés et d'une diagonale. Cela permettait de tenir compte, dans l'évaluation de la surface, de l'imperfection des carrés réalisés. Il suffisait de considérer la figure géométrique comme la somme des deux triangles séparés par la diagonale. Comme les carrés avaient environ deux centi-

(1) Je tiens à remercier ici M. Sevestre, lamineur, de l'amabilité avec laquelle il a laminé des métaux difficiles à travailler. Je lui dois en particulier les écrans de plomb, d'or vert et d'alliage d'argent et de cuivre

mètres de côté, la précision atteinte était de un deux-millième. Ces carrés étaient ensuite pesés sur une balance apériodique donnant le dixième de milligramme. Comme les poids des différents écrans variaient entre vingt et quatre-vingts milligrammes, l'erreur commise sur la pesée était plus faible que un deux-centième. Ce dernier chiffre fixait la précision de la mesure de la densité superficielle.

Vers la fin des expériences, on utilisa un emporte-pièces qui découpait des rondelles de un centimètre de diamètre. Le rayon de ces rondelles n'était d'ailleurs constant qu'à quelques centièmes de millimètre près. Il en résultait que la précision sur la surface était légèrement inférieure à la précédente. Elle était encore suffisante puisqu'elle dépassait le deux-centième. Comme les écrans ainsi obtenus pesaient quelques milligrammes, il fallut une balance donnant le centième de milligramme pour les peser avec la précision désirable. L'erreur relative sur la pesée resta du même ordre que précédemment. Cette méthode avait l'avantage d'obtenir des écrans en utilisant une plus faible partie de la feuille métallique ; si les deux faces n'étaient pas rigoureusement parallèles, les écarts d'épaisseur entre les quatre points utilisés étaient moindres. Toutefois à partir de ce moment, les deux méthodes furent employées concurremment, car les pesées sur la micro-balance furent très délicates.

Les feuilles métalliques étaient placées sur un porte-écran percé de quatre trous circulaires de cinq millimètres de diamètre, laissant passer les cylindres verticaux circonscrits aux rondelles de la source. Les carrés de deux centimètres de côté recouvraient les quatre trous. Les écrans obtenus à l'emporte-pièce étaient trop petits pour couvrir deux trous à la fois. On choisissait les deux rondelles les plus semblables et on les coupait en deux ; on fixait chacune des quatre moitiés sur un des trous du porte écran. Celui-ci était construit de façon à placer automatiquement les écrans à deux millimètres au-dessus des rondelles de nickel sur lesquelles était déposé le polonium.

Nous allons d'abord passer en revue les résultats de l'étude des déformations. puis nous aborderons la question du pouvoir d'arrêt.

Étude de la déformation des courbes de Bragg par les écrans métalliques. — Pour comparer les courbes d'ionisation obtenues

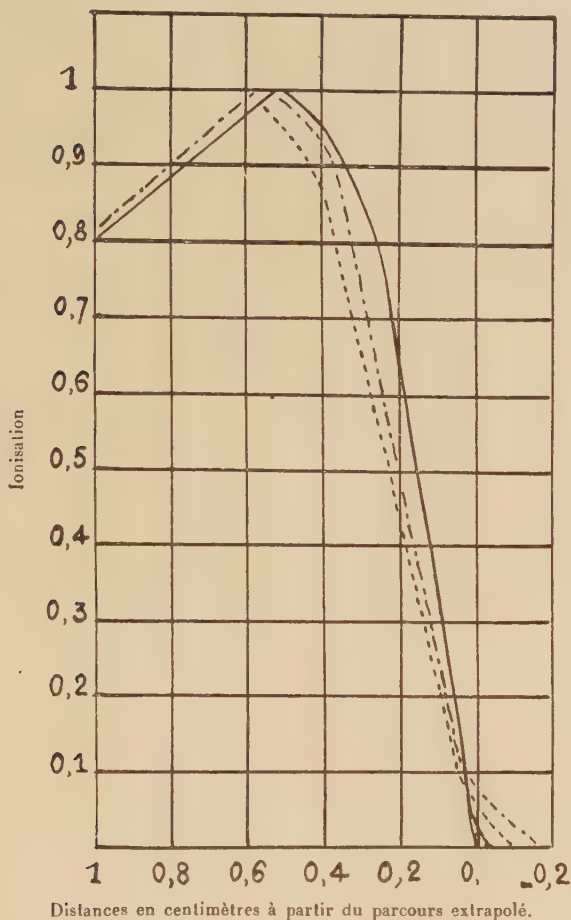


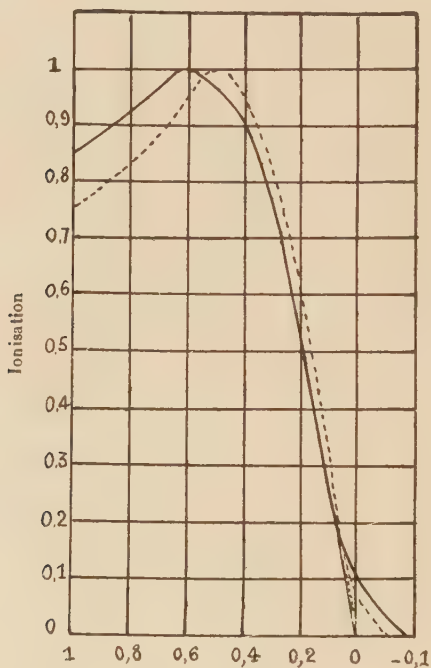
fig. 24.

- Courbe sans écran.
- - - - Courbe après un écran d'argent de densité superficielle de 5, 12 mgr/cm².
- Courbe après un écran d'argent de densité superficielle de 9,39 mgr/cm² composé de deux feuilles,

après ralentissement par différents écrans, on les a construites en prenant le parcours extrapolé pour origine et l'ordonnée du maximum comme unité d'ionisation.

La figure 24 met en évidence la déformation d'une courbe d'ionisation lorsque les rayons sont ralentis par un écran d'argent. On y voit que les parties montantes sont parallèles entre elles et que la déformation ne débute qu'au maximum. Le rayon de courbure du maximum est souvent augmenté ; la pente de la tangente d'inflexion, presque toujours diminuée, et la queue d'ionisation se détache davantage de cette tangente, et s'annule moins vite. C'est cet ensemble de phénomènes que Bianu avait remarqué. On retrouve donc ses résultats au point de vue qualitatif.

Influence de l'épaisseur de l'écran sur la courbe d'ionisa-



Distances en centimètres comptés à partir du parcours extrapolé.

Fig. 25.

— Courbe après un écran d'or de densité superficielle de $7,71 \text{ mgr/cm}^2$
 ---- Courbe après un écran d'or de densité superficielle de $11,20 \text{ mgr/cm}^2$.

tion. — Pour étudier l'influence de la variation d'épaisseur des écrans, on a employé deux procédés : 1° on a superposé deux ou

plusieurs écrans de même épaisseur ou à peu près ; 2^o on a utilisé un écran du même métal, mais plus épais que le précédent. En général une courbe obtenue après le passage au travers de plusieurs écrans est plus déformée que la courbe obtenue après le passage au travers d'un seul écran. Cette déformation n'est pas proportionnelle au nombre des écrans. La figure 24 donne la déformation progressive due à la superposition de feuilles d'argent. On y voit que les différentes déformations ne croissent pas de la même façon avec l'accumulation des écrans. Ainsi l'adjonction du second écran, qui, à peu de chose près, était de même épaisseur que le premier, a produit une déformation supplémentaire plus faible que celle du premier écran.

Par contre, les écrans d'épaisseur croissante ne semblent produire aucun effet systématique sur les déformations. Il arrive même que des écrans plus épais déforment moins que des écrans plus minces. La figure 25 représente deux courbes faites avec des écrans d'or ; la courbe obtenue après l'écran de 11,2 milligrammes par centimètre carré est moins déformée que celle obtenue après l'écran de 7,8 milligrammes par centimètre carré.

Il ne semble pas que la déformation dépende de l'épaisseur de l'écran. Nous venons de voir qu'elle paraît au contraire influencée par le nombre des surfaces de séparation. Il est donc probable que ce sont de petites inégalités de la surface qui produisent ces phénomènes.

Étude micrographique de deux écrans d'argent donnant des déformations différentes. — L'expérience suivante paraît venir à l'appui de cette hypothèse. Avec une première série d'écrans d'argent des déformations analogues à celles que donnaient les autres métaux avaient été obtenues. Les courbes de la figure 24 ont été choisies parmi les plus caractéristiques de cette série. Mais un peu plus tard une nouvelle série de courbes fut entreprise avec des écrans fournis par M. Sevestre. Rien ne distinguait extérieurement ces nouvelles feuilles des précédentes. Toutefois les courbes montrèrent des déformations beaucoup plus faibles qu'avec les anciennes mesures. Elles étaient nettement inférieures aux erreurs d'expérience. Un écran d'argent de densité superficielle de

10,1 milligrammes par centimètre carré a donné un parcours restant de cinq millimètres ; on ne peut affirmer qu'il ait déformé la courbe.

Il n'a malheureusement pas été possible de trouver des écrans



Fig. 25 bis A.

d'autres métaux qui respectent autant la forme normale de la courbe que ces derniers écrans d'argent. Cependant cette expérience confirme bien ce que les autres avaient déjà fait pressentir : les déformations sont dues aux inégalités d'épaisseur des écrans. Si l'on pouvait se procurer des écrans parfaitement lisses et dont l'épaisseur par conséquent fût rigoureusement la même en tous les

points, il est très vraisemblable que les courbes construites en prenant le parcours extrapolé comme origine coïncideraient à très peu de chose près avec la courbe normale.

Mais les imperfections des écrans ne peuvent être révélées à l'œil



Fig. 25 bis B.

nu. On eut alors recours à la microphotographie des écrans. On choisit un écran dans chacune des deux séries et on les examina avec un grossissement de deux cent cinquante diamètres. L'écran A, emprunté à l'ancienne série, présentait de fortes inégalités groupées en de longues rayures parallèles. L'écran B au contraire, provenant de la nouvelle série, montra une surface beaucoup plus lisse.

On y distingua, il est vrai, un grand nombre de petits mamelons répartis sur l'ensemble de l'écran. Mais leur hauteur sembla bien plus faible que celle des rayures de l'écran A. En outre, sur les deux épreuves, on remarqua des taches noires dues vraisemblablement à des impuretés ⁽¹⁾. Il y en eut beaucoup moins sur l'écran B que sur l'écran A.

Étude théorique de la déformation de la courbe de Bragg par les écrans métalliques. — Ces photographies semblent donc bien lier les déformations de la courbe de Bragg aux imperfections des écrans. Il nous a cependant paru utile de rechercher si la théorie prévoit une déformation due au seul fait de la présence du milieu métallique.

La déformation de la courbe de Bragg ne peut être due qu'à une augmentation des fluctuations de parcours des rayons alpha. Nous allons donc appliquer au cas de l'argent les considérations que Flamm ⁽²⁾ a développées dans son étude sur les fluctuations de parcours des rayons alpha dans l'air.

Considérons un certain nombre de points distribués au hasard de telle façon que le nombre moyen des points situés dans un élément de volume donné soit ν . La probabilité pour que le nombre des points contenus dans cet élément de volume soit compris entre $\nu(1 + \delta)$ et $\nu(1 + \delta + d\delta)$ est :

$$W(\delta)d\delta = \sqrt{\frac{\nu}{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\nu\delta^2} d\delta.$$

Supposons que chacun de ces points exerce une action η , la probabilité pour que l'action exercée par cet élément soit comprise entre $\nu(1 + \delta)\eta$ et $\nu(1 + \delta + d\delta)\eta$ est donnée par la même expression.

⁽¹⁾ Les lamineurs utilisent fréquemment de la poudre de litharge pour faciliter leur travail. Il est possible qu'il en reste des traces sur les feuilles laminées. Il est aisé de se rendre compte que la présence de cette litharge contribuerait dans une grande mesure à la déformation de la courbe.

⁽²⁾ FLAMM, *Wien. Ber.*, t. 123 (1914), p. 1393.

Posons :

$$\begin{aligned}\xi &= v\delta\eta \\ d\xi &= v\eta d\delta.\end{aligned}$$

Cette expression représente aussi la probabilité pour que l'augmentation d'action de cet élément de volume dû à l'augmentation du nombre de ses points actifs soit comprise entre ξ et $\xi + d\xi$. En remplaçant δ par sa valeur en fonction de ξ il vient :

$$W(\xi)d\xi = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{\xi^2}{2v\eta^2}} \frac{d\xi}{\sqrt{2v\eta}}.$$

En désignant par ρ le coefficient de probabilité de ces fluctuations d'action on a :

$$\rho^2 = 2v\eta^2.$$

Si les différents points ont des actions différentes les unes des autres, on les subdivise en un certain nombre de groupes tels que les actions des points d'un même groupe soient à peu près égales. Si le groupe i contient v_i points en moyenne dont l'action est voisine de η_i le coefficient de probabilité dû à ce groupe est :

$$\rho_i^2 = 2v_i\eta_i^2$$

et le coefficient de probabilité dû à l'ensemble des groupes est :

$$\rho^2 = 2 \sum v_i \eta_i^2.$$

Car ce sont les carrés des coefficients de probabilité qui s'ajoutent. Cette sommation peut d'ailleurs aller jusqu'à l'intégration.

Le ralentissement des particules alpha est dû à l'action des centres électrisés de la matière : électrons et noyaux atomiques. Nous allons calculer la diminution de parcours due à chacun de ces centres et le nombre de ceux qui produisent une diminution de parcours donnée. La formule précédente nous donnera le carré du coefficient de probabilité des fluctuations de parcours. Mais, comme le parcours dans l'argent est beaucoup plus petit que le parcours dans l'air, nous calculerons le rapport du coefficient de probabilité au parcours ; cette quantité peut être comparée à la quantité correspondante dans l'air. C'est d'ailleurs cette quantité que les courbes de Bragg peuvent déceler et non la valeur absolue

du coefficient de probabilité dans l'argent. Pour simplifier, nous supposons que les rayons alpha sont entièrement absorbés dans l'argent. Cette hypothèse nous donnera une limite supérieure du coefficient de probabilité.

Considérons une particule alpha de masse μ et de charge e qui parcourt avec une vitesse V une droite dont le prolongement passe à une distance b d'un centre électrisé de masse m et de charge e . Si b est suffisamment petit, cette particule décrit dans l'espace lié au centre électrisé une hyperbole dont le demi-axe non transverse est b et le demi-axe transverse a , dont la valeur est :

$$a = \frac{ee}{V^2} \frac{m + \mu}{m\mu}.$$

Mais en même temps elle communique de l'énergie au centre électrisé. Sa vitesse diminue donc. Si nous appelons v la vitesse avec laquelle elle s'éloigne du centre électrisé nous avons

$$v^2 = \left(1 - \frac{4m\mu}{(m + \mu)^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) V^2$$

où θ est l'angle des asymptotes de l'hyperbole.

Si l'on pose :

$$c = \frac{m - \mu}{m + \mu}$$

il vient :

$$v^2 = \left[1 - (1 - c^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] V^2.$$

Geiger a donné la relation qui existe entre la vitesse restante et la distance que la particule peut encore parcourir. Elle s'écrit :

$$r = KV^3.$$

Désignons par y , le parcours correspondant à v et par r celui qui correspond à V , nous aurons

$$y^{\frac{2}{3}} = \left[1 - (1 - c^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] r^{\frac{2}{3}}.$$

Soit x la distance du centre électrisé à la source ; nous poserons :

$$R = x + r$$

$$L = x + y.$$

La diminution de parcours due au centre électrisé est donc :

$$R - L = R(1 - \lambda)$$

où l'on a :

$$\lambda = \frac{L}{R}.$$

Posons

$$z = \frac{y}{r} = \frac{L - x}{R - x}.$$

Pour que le centre électrisé réduise le parcours de la particule dans le rapport λ il faut qu'il soit à une distance b de la trajectoire initiale de la particule telle que :

$$b^2 = a^2 \left(\frac{1 - c^2}{1 - z^{\frac{2}{3}}} - 1 \right).$$

Comme b^2 doit être positif on doit avoir :

$$z \geq |c^3|.$$

La plus grande valeur de x est donc

$$x = R \left(\frac{\lambda - |c^3|}{1 - |c^3|} \right)$$

et comme $x \geq 0$ il faut $\lambda \geq |c^3|$.

S'il y a ω centres électrisés par centimètre cube, la probabilité pour que le parcours d'une particule alpha soit raccourci par le centre d'au moins $R(1 - \lambda)$ est :

$$W = \omega \pi \int_0^{R \left(\frac{\lambda - |c^3|}{1 - |c^3|} \right)} a^2 \left(\frac{1 - c^2}{1 - z^{\frac{2}{3}}} - 1 \right) dx.$$

En tenant compte des relations qui existent entre a , V , r et x cette expression s'intègre partiellement et on a :

$$W = \frac{CK^{\frac{4}{3}}}{R^{\frac{4}{3}}} \left[3 \left(1 - \left(\frac{1 - |c^3|}{1 - \lambda} \right)^{\frac{4}{3}} \right) + \frac{1 - c^2}{(1 - \lambda)^{\frac{4}{3}}} \int_{|c^3|}^{\lambda} \frac{dz}{(1 - z^{\frac{2}{3}})(1 - z)^{\frac{2}{3}}} \right]$$

où l'on a posé :

$$C = \omega \pi \left(e \varepsilon \frac{m + \mu}{m \mu} \right)^2$$

et où K est la constante de Geiger et R le parcours dans le milieu. Le nombre des centres électrisés qui diminuent le parcours d'une quantité comprise entre $R(1 - \lambda)$ et $R(1 - \lambda + d\lambda)$ est

$$dW = \frac{CK^{\frac{4}{3}}}{R^{\frac{4}{3}}} d\lambda \left[- \frac{(1 - |c^3|)^{\frac{4}{3}}}{(1 - \lambda)^{\frac{4}{3}}} + \frac{1 - c^2}{(1 - \lambda)(1 - \lambda^{\frac{2}{3}})} + \frac{1}{3} \frac{1 - c^2}{(1 - \lambda)^{\frac{4}{3}}} \int_{|c^3|}^{\lambda} \frac{dz}{|c^3| (1 - z)^{\frac{2}{3}} (1 - z^{\frac{2}{3}})} \right].$$

L'action de ces centres est $R(1 - \lambda)$; en désignant par τ le coefficient de probabilité dû à ces centres électrisés, on déduit :

$$\tau^2 = \frac{CK^{\frac{4}{3}}}{R^{\frac{4}{3}}} R^2 [h(1) - h(|c^3|)]$$

où l'on pose :

$$\frac{dh}{d\lambda} = - (1 - c^3)^{\frac{4}{3}} (1 - \lambda)^{\frac{2}{3}} + \frac{(1 - c^2)(1 - \lambda)}{(1 - \lambda^{\frac{2}{3}})} + \frac{1}{3} (1 - c^2)(1 - \lambda)^{\frac{2}{3}} \int_{|c^3|}^{\lambda} \frac{dz}{|c^3| (1 - z)^{\frac{2}{3}} (1 - z^{\frac{2}{3}})}.$$

Et le carré du rapport du coefficient de probabilité au parcours a pour valeur :

$$\frac{\tau^2}{R^2} = \frac{CK^{\frac{4}{3}}}{R^{\frac{4}{3}}} [h(1) - h(|c^3|)].$$

Dans le cas des électrons, $c = - \left(1 - \frac{2}{7360} \right)$ environ pour tous les corps. Appelons N le nombre atomique et supposons qu'il y ait $n = \frac{MD}{A}$ atomes par centimètre cube, M étant le nombre d'Avogadro, D la densité et A la masse atomique. Désignons par β le coefficient de probabilité et par R le parcours dans l'argent, tandis que β_0 et R_0 seront les mêmes quantités pour l'air. Nous avons :

$$\frac{\beta^2}{R^2} = \frac{CK^{\frac{4}{3}}}{R^{\frac{4}{3}}} \left[h(1) - h\left(1 - \frac{6}{7360}\right) \right]$$

$$\frac{\beta_0^2}{R_0^2} = \frac{C_0 K_0^{\frac{4}{3}}}{R_0^{\frac{4}{3}}} \left[h(1) - h\left(1 - \frac{6}{7360}\right) \right].$$

Donc :

$$\frac{\frac{\beta^2}{R^2}}{\frac{\beta_0^2}{R_0^2}} = \frac{CK^{\frac{1}{3}}R_0^{\frac{1}{3}}}{C_0K_0^{\frac{1}{3}}R^{\frac{1}{3}}}.$$

On a :

$$\frac{C}{C_0} = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{DNA_0}{D_0N_0A}$$

$$\frac{K}{K_0} = \frac{R}{R_0}.$$

Donc :

$$\frac{\frac{\beta^2}{R^2}}{\frac{\beta_0^2}{R_0^2}} = \frac{NDA_0R}{N_0D_0AR_0} = \frac{Ns_0}{N_0s} = \sqrt{\frac{N+4}{N_0+4}},$$

puisque nous verrons plus loin que la relation entre le pouvoir d'arrêt et le nombre atomique est voisine de :

$$s = \frac{KN}{\sqrt{N+4}}.$$

En portant dans cette relation les valeurs numériques de l'argent et de l'air il vient finalement :

$$\frac{\frac{\beta^2}{R^2}}{\frac{\beta_0^2}{R_0^2}} = 1,667.$$

Les fluctuations dues aux électrons sont un peu plus amples dans le cas de l'argent que dans le cas de l'air, mais elles ne peuvent expliquer les longues queues obtenues, qui sont jusqu'à quatre fois plus longues que celle de la courbe construite avec les rayons non ralentis.

Dans le cas des noyaux atomiques, m est à peu près égal à la masse atomique A ; il en résulte que c a des valeurs différentes suivant les corps. Dans le cas de l'argent on a :

$$c = 0,928.$$

Pour l'air il vient :

$$c_0 = 0,566.$$

De même on a :

$$\frac{C}{C_0} = \frac{\omega e^2 (\mu + A)^2 A_0^2}{\omega_0 e_0^2 (\mu + A_0)^2 A_0^2}.$$

Or :

$$\omega = \frac{MD}{A}$$

et si e_1 est la charge de l'électron on a aussi :

$$e = Ne_1$$

$$e_0 = N_0 e_1.$$

Donc :

$$\frac{C}{C_0} = \frac{N^2 (\mu + A)^2 A_0^3 D}{N_0^2 (\mu + A_0)^2 A^3 D_0}.$$

Et en désignant par γ le coefficient de probabilité dû aux noyaux

$$\frac{\gamma^2}{R^2} = \frac{N^2 (\mu + A)^2 A_0^3 DR[h(1) - h(0,799)]}{N_0^2 (\mu + A_0)^2 A^3 D_0 R_0 [h(1) - h(0,1813)]}.$$

En remplaçant les lettres par leurs valeurs on trouve :

$$\frac{\gamma^2}{R^2} = 0,25.$$

Les fluctuations dues aux noyaux diminuent donc d'amplitude quand le nombre atomique augmente. En groupant les deux effets on obtient pour le coefficient de probabilité général que nous désignerons par α :

$$\frac{\alpha^2}{R^2} = \frac{\beta^2}{R^2} + \frac{\gamma^2}{R^2} = 1,667 \frac{\beta_0^2}{R_0^2} + 0,25 \frac{\gamma_0^2}{R_0^2}.$$

En utilisant pour β_0 et γ_0 les valeurs données par Flamm, nous obtenons ⁽¹⁾

$$\frac{\alpha^2}{R^2} = \frac{23,4 \cdot 10^{-4}}{R_0^2}$$

$$\alpha = \frac{4,85 \cdot 10^{-2}}{R_0}.$$

(1) Les nombres de Flamm ont subi une correction pour tenir compte des corrections apportées depuis 1914 aux valeurs de e , de M , de μ et de m .

En comparant cette valeur au nombre donné par Flamm pour l'air on trouve :

$$\frac{\frac{\alpha}{R}}{\frac{\alpha_0}{R_0}} = \frac{4,85 \times 10^{-2}}{4,20 \times 10^{-2}} = 1,15.$$

Cette faible augmentation de l'amplitude des fluctuations montre bien qu'on doit s'attendre à une très faible déformation de la courbe lorsqu'on utilise des écrans parfaits.

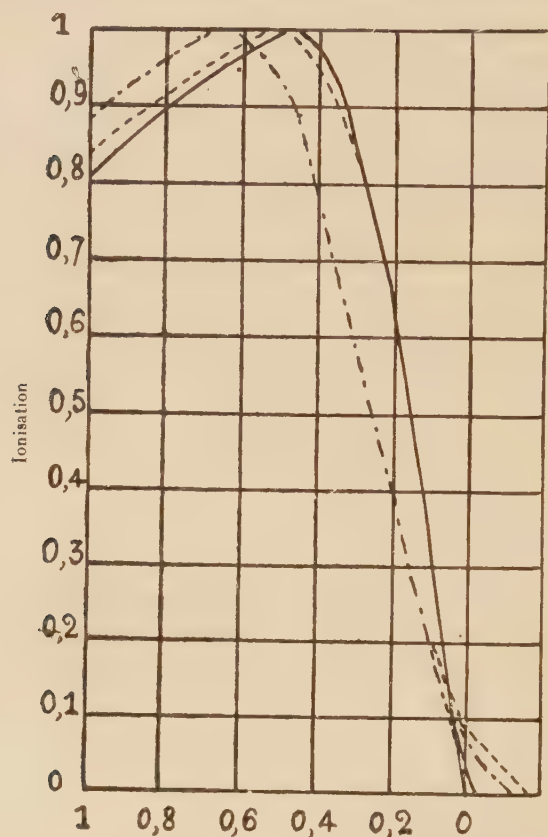
Relation entre la déformation de la courbe et le poids atomique du métal de l'écran. — Les résultats qui précèdent montrent que les déformations doivent peu dépendre du nombre atomique. C'est tout à fait ce que l'expérience vérifie. Seul, le platine modifie la courbe plus que les autres métaux, mais les écrans de platine employés dans ce travail semblent avoir été moins homogènes que les autres.

Déformations dues aux alliages métalliques. — Il est encore plus difficile d'obtenir des métaux purs que des gaz purs. La préparation industrielle permet rarement un raffinage très avancé. D'autre part, nous avons vu que souvent le laminage introduit des matières étrangères.

On s'est alors proposé d'étudier systématiquement les alliages métalliques. On pensait en déduire les modifications qu'une impureté apportait aux propriétés d'un métal. Mais la question des alliages est beaucoup plus complexe que celle des mélanges gazeux. Ces derniers semblent toujours homogènes. Par contre rien n'est plus hétérogène qu'un alliage métallique.

On sait que les alliages métalliques se groupent en un assez grand nombre de catégories. On s'est borné à l'étude de deux de ces catégories prises parmi celles qui paraissent les plus simples : un alliage donnant lieu à une solution solide, et un alliage ayant un eutectique. Comme exemple d'un alliage à solution solide, nous avons choisi l'alliage d'argent et d'or. Cet exemple est assez simple, car le point de fusion des alliages d'argent et d'or est toujours compris entre celui des métaux purs. L'alliage au titre de 0,750, connu

sous le nom d'or vert fut utilisé. On sait qu'une solution solide est constituée par des cristaux ayant à peu de chose près tous la même composition. Dans ces conditions, on devait s'attendre à ce que la



Distances en centimètres comptés à partir du parcours extrapolé.

Fig. 26.

- Courbe d'ionisation sans écran,
- - - Courbe d'ionisation après un écran d'or vert de densité $7,83 \text{ mgr/cm}^2$
- · - · - Courbe après un écran d'alliage d'argent et de cuivre au taux de $0,800$ et de densité superficielle $6,46 \text{ mgr/cm}^2$.

déformation produite par l'or vert soit du même ordre de grandeur que celles qui sont produites par les métaux. D'après la figure 26, l'expérience vérifie cette hypothèse.

Comme alliage à eutectique, nous avons employé les alliages d'argent et de cuivre. Ce système donne lieu à deux solutions solides contenant, l'une, quatre-vingt-dix-huit parties d'argent

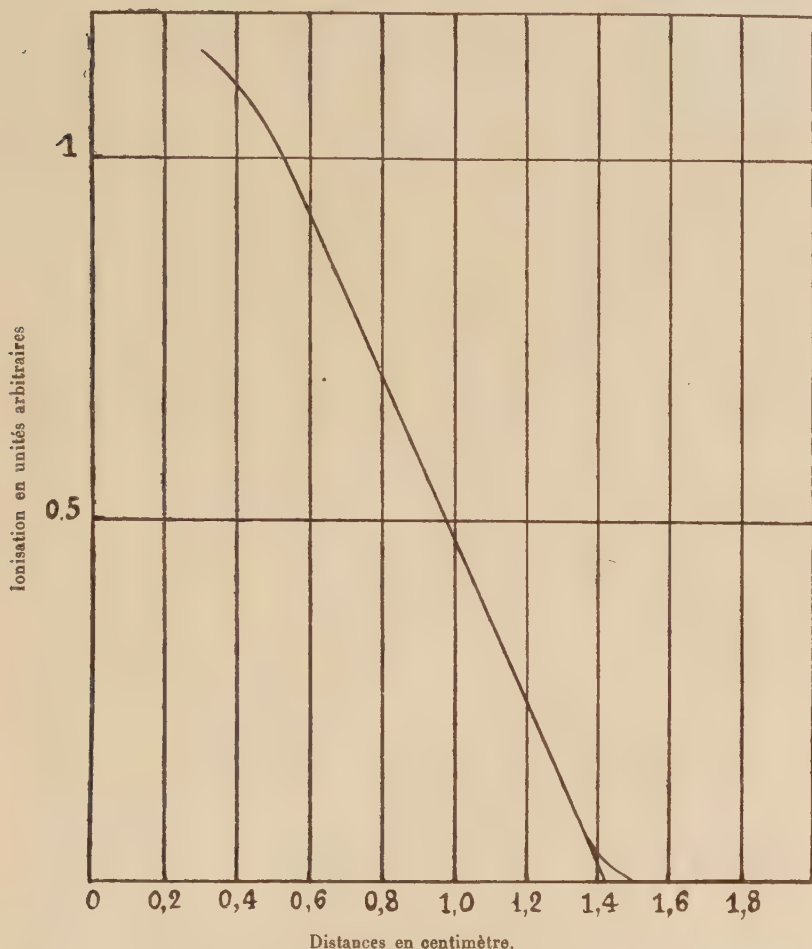


Fig. 27. — Courbe d'ionisation après écran d'alliage d'argent et cuivre au taux de 0,600 densité superficielle 8,28 mgr/cm².

pour deux de cuivre et l'autre la proportion inverse. Nous aurions préféré trouver un eutectique dont les cristaux fussent des métaux purs, mais il fallait un alliage commercial très malléable,

et ces deux conditions limitaient le choix. Dans ce système, deux alliages de deux titres différents : 0,800 et 0,600 ont été utilisés. On sait qu'un eutectique est formé par un enchevêtrement de petits cristaux ne contenant chacun qu'un seul des métaux. Si la composition de l'alliage n'est pas exactement celle de l'eutectique, (c'est en particulier le cas de l'alliage 0,600) l'eutectique enrobe de gros cristaux du métal en excès, comme, par exemple, le ciment enrobe les moellons d'un mur. Dans le cas particulier, les moellons sont constitués par des cristaux de cuivre. Etant donné que le pouvoir d'arrêt du cuivre est plus faible que celui de l'argent, les particules qui traversent les gros cristaux doivent être nécessairement moins ralenties que celles qui n'auraient rencontré que du ciment eutectique. Le faisceau émergent doit donc être très hétérogène et la courbe très déformée. L'expérience confirme ces conclusions. Dans la figure 26 la courbe obtenue après l'écran d'argent et de cuivre au 0,800 est beaucoup plus déformée que celle qui a été obtenue par l'or vert. La courbe obtenue à la suite de l'écran au 0,600 a été tellement déformée qu'on l'a représentée à part dans la figure 27.

Il faut, il est vrai, remarquer que les inégalités d'épaisseur exercent sur la forme de la courbe de Bragg une action encore peu connue. Il est cependant très peu probable qu'elles suffisent à expliquer les courbes obtenues après les écrans d'argent et de cuivre.

Étude du pouvoir d'arrêt dans les métaux. — Nous venons de voir que les déformations de la courbe d'ionisation proviennent en grande partie des imperfections des écrans ; la droite d'extrapolation étant affectée par ces déformations, il devient impossible de compter sur beaucoup de précisions dans la détermination du pouvoir d'arrêt. Cependant nous avons dit qu'en général, la queue d'ionisation se détache davantage de la droite d'extrapolation quand les rayons sont ralentis par des écrans que lorsqu'ils ne le sont pas. Il en résulte que les pouvoirs d'arrêt calculés à partir des parcours extrapolés seront un peu plus grands que les pouvoirs calculés à partir des extrémités des courbes.

Variation du pouvoir d'arrêt avec l'épaisseur. — Pour chaque métal nous avons employé successivement des écrans d'épaisseur différente. Comme le montre la figure 28 le pouvoir d'arrêt diminue quand l'épaisseur croît. Ce phénomène s'explique aisément. On peut en effet partager par la pensée un écran épais en plusieurs écrans plus minces qui reçoivent chacun des rayons plus ralentis que les précédents. Or, nous avons vu que de nombreux auteurs ⁽¹⁾ ⁽²⁾ ⁽³⁾ ont montré que le pouvoir d'arrêt diminue quand la vitesse des rayons incidents diminue. Le pouvoir d'arrêt moyen de l'ensemble est donc plus petit que le pouvoir d'arrêt de la première tranche.

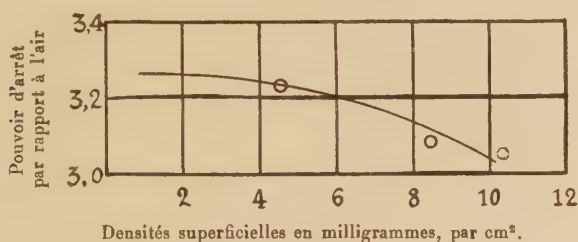


Fig. 28. — Variation du pouvoir d'arrêt de l'argent en fonction de son épaisseur.

Pour mettre en évidence la variation du pouvoir d'arrêt avec la vitesse des rayons incidents, il eût paru plus précis d'opérer un peu différemment ; ajouter à un écran déjà étudié un nouvel écran. De cette façon, on eût obtenu le pouvoir d'arrêt pour le second écran et pour la vitesse restante des rayons qui avaient traversé le premier écran. Nous avons tenté l'expérience avec des écrans d'aluminium, d'argent et d'or. Mais nous avons remarqué que les courbes obtenues après une suite de plusieurs écrans sont plus déformées que les courbes obtenues après un seul écran. La précision en est encore diminuée.

Relation entre le pouvoir d'arrêt et le poids atomique ou le nombre atomique. — Puisque le pouvoir d'arrêt dépend de la

⁽¹⁾ BRAGG et KLEEMAN, *loc. cit.*

⁽²⁾ T. S. TAYLOR, *loc. cit.*

⁽³⁾ MARSDENN et RICHARDSON, *loc. cit.*

vitesse des rayons incidents, il est nécessaire de fixer les conditions dans lesquelles on le détermine. L'idéal serait de calculer ce nombre pour chaque vitesse et pour une épaisseur infiniment petite qui ne modifie la vitesse des rayons que d'une quantité négligeable. Malheureusement, la difficulté de préparer des écrans extrêmement minces, l'impossibilité presque absolue d'avoir des écrans laminés d'épaisseur inférieure à trois microns rend pour le moment ce problème insoluble. On réalise, il est vrai, par battage, des feuilles d'aluminium et d'or de cinq dixièmes de microns. Mais leur épaisseur est beaucoup trop variable d'un point à l'autre pour qu'on puisse étudier ces feuilles comme écrans. On a essayé de faire laminier ensemble des feuilles d'or et d'argent appliquées l'une sur l'autre et de se débarrasser ensuite de l'argent au moyen de l'acide azotique. Malheureusement la feuille d'or avait une épaisseur très inégale et de plus elle présentait des séries de petits trous parallèles assez rapprochés.

Ne pouvant déterminer le pouvoir d'arrêt pour chaque vitesse, nous avons cherché un pouvoir d'arrêt moyen pour des vitesses comprises entre $1,59 \cdot 10^9$ C. G. S. (vitesse d'émission des rayons alpha du polonium) et $1,09 \cdot 10^9$ C. G. S. (parcours restant d'environ deux centimètres) ⁽¹⁾. Le pouvoir d'arrêt varie peu dans cet intervalle. Ce n'est que dans le dernier centimètre qu'il diminue avec la vitesse dans de grandes proportions.

Les pouvoirs d'arrêt moyens ont été réunis dans le tableau ci-dessous. Ils sont obtenus par interpolation de courbes analogues à celle de la figure 28. On comprendra qu'ils ne puissent prétendre à une grande précision.

On a repris l'idée de Glasson et on a construit successivement : 1° la courbe des logarithmes des pouvoirs d'arrêt en fonction des logarithmes des poids atomiques. : 2° la courbe des mêmes logarithmes en fonction des logarithmes des nombres atomiques et 3° la courbe des mêmes logarithmes en fonction des logarithmes de

(1) Ce nombre a été déduit d'expériences de M. Rosenblum publiées aux comptes-rendus de l'Académie des Sciences, séance du 19 juillet 1926, p. 198. Je le remercie ici des renseignements qu'il m'a fournis pendant ses travaux.

la quantité $\frac{N}{\sqrt{N+4}}$ ⁽¹⁾. Bien que les théories jusqu'ici émises cherchent plutôt à lier le pouvoir d'arrêt au nombre atomique, on a voulu comparer les résultats à la formule de Bragg. D'ailleurs on ne recherche qu'une formule empirique.

Tableau des pouvoirs d'arrêt de quelques métaux

Métaux	Nombres atomiques	Poids atomiques	Pouvoirs d'arrêt
Aluminium	13	27,0	1,46
Cuivre.....	20	40,07	2,40
Argent	47	107,88	3,06
Etain.....	50	112,4	3,26
Platine.....	78	195,00	3,54
Or.....	79	197,20	3,90
Plomb.....	82	207,1	4,16

La figure 29 montre ces trois essais. On y voit qu'aucune de ces courbes n'est simple. Les pouvoirs d'arrêt du platine et de l'or sont beaucoup plus faibles que ne l'indiquerait leur place.

Il est cependant possible de faire passer des droites par un certain nombre de ces points. La droite la plus satisfaisante est celle qui donne le pouvoir d'arrêt en fonction de la quantité $\frac{N}{\sqrt{N+4}}$. On trouve une pente de 1,02 très voisine de 1. La formule à laquelle nous nous arrêterons provisoirement pour représenter au mieux ces résultats sera donc la formule de Rosenblum.

$$s = \frac{KN}{\sqrt{N+4}}.$$

Il y a lieu de remarquer que la droite relative aux poids atomiques a pour pente 0,52, ce qui reproduit presque la loi de Bragg. Quant à la droite relative aux nombres atomiques, on lui trouve une pente de 0,57. C'est notablement plus faible que 0,66, le

(1) Cette formule a été proposée par M. Rosenblum.

nombre de Glasson. La loi de Bragg est donc plus approchée que cette dernière.

Les nombres du tableau précédent sont un peu plus forts que ceux qui ont été publiés par Rausch von Traubenberg ; les différences sont d'ailleurs moins sensibles pour les métaux lourds que pour les métaux légers.

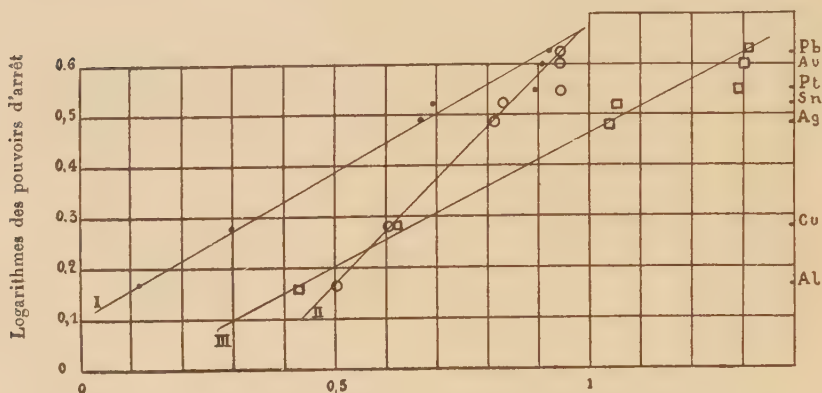


Fig. 29. — Pouvoir d'arrêt en fonction du nombre atomique et de ses fonctions simples.

I. Abscisse = logarithme du nombre atomique.

II ○ Abscisse = $\log_{10} \frac{4}{\sqrt{N+4}}$.

III □ Abscisse = logarithme du poids atomique.

Le sens de l'écart s'explique très bien si l'on se souvient que le pouvoir d'arrêt décroît rapidement pour les faibles vitesses. En effet, les rayons émergents de nos écrans avaient encore une vitesse restante assez grande. La vitesse restante des rayons qui avaient traversé les écrans de Rausch von Traubenberg était trop petite pour provoquer des scintillations. Le pouvoir d'arrêt moyen de cet auteur doit donc être plus faible que celui de nos expériences.

Équivalent d'air des alliages métalliques. — Les courbes d'ionisation des rayons ralentis par des alliages métalliques ont permis de calculer l'équivalent d'air des écrans constitués par ces alliages.

La loi d'Avogadro ne s'applique pas aux métaux ; il en résulte que nous aboutissons à une relation parabolique entre le titre de

l'alliage et le pouvoir d'arrêt défini comme nous l'avons fait pour les mélanges gazeux, quand nous appliquons la loi d'additivité. Mais l'équivalent d'air d'un écran dont la densité superficielle est 1 milligramme par centimètre carré est une fonction linéaire du titre de l'alliage.

En effet, supposons un alliage de deux métaux M_1 et M_2 de poids atomique A_1 et A_2 et imaginons qu'on ait réalisé un écran contenant par centimètre carré de surface P_1 milligrammes de M_1 et P_2 milligrammes de M_2 . Chaque centimètre carré de surface contient donc $\frac{P_1}{A_1}$ atomes de M_1 et $\frac{P_2}{A_2}$ atomes de M_2 qui équivalent successivement à $\frac{P_1 S_1}{A_1}$ et $\frac{P_2 S_2}{A_2}$ atomes d'air par centimètre carré : S_1 et S_2 désignant respectivement les pouvoirs d'arrêt des métaux M_1 et M_2 . En admettant que la loi d'additivité soit satisfaite, l'équivalent d'air de l'écran a pour valeur :

$$X_0 = \left(\frac{P_1 S_1}{A_1} + \frac{P_2 S_2}{A_2} \right) \frac{D_0}{A_0}.$$

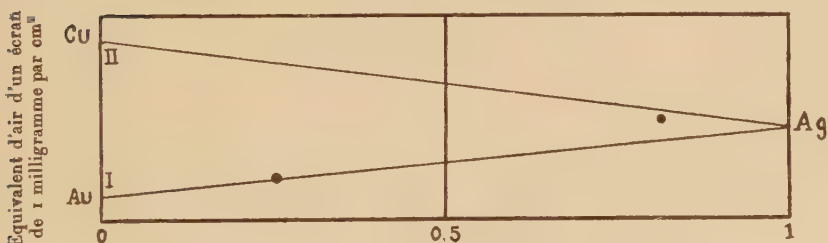


Fig. 30. — Proportion d'argent.

I. Alliage d'argent et d'or.

II. Alliage d'argent et de cuivre.

L'équivalent d'air d'un écran de même alliage et de densité superficielle 1 milligramme par centimètre carré est

$$\frac{X_0}{P_1 + P_2} = \left(\frac{P_1}{P_1 + P_2} \frac{S_1}{A_1} + \frac{P_2}{P_1 + P_2} \frac{S_2}{A_2} \right) \frac{D_0}{A_0}$$

posons :

$$\frac{P_1}{P_1 + P_2} = \frac{n}{100}$$

$$\frac{P_2}{P_1 + P_2} = \frac{100 - n}{100}$$

n sera le titre de l'alliage. On a :

$$\frac{X_0}{P_1 + P_2} = \frac{D_0}{100 A_0} \left[n \left(\frac{S_1}{A_1} - \frac{S_2}{A_2} \right) + 100 \frac{S_2}{A_2} \right].$$

Donc cet équivalent d'air est bien une fonction linéaire du titre.

La figure 30 montre que l'alliage d'or et d'argent obéit à la loi d'additivité, mais qu'il n'en est pas ainsi pour l'alliage d'argent et de cuivre.

CONCLUSION

Ce travail a permis de mettre les faits suivants en évidence :

1° Dans les limites de précision des expériences, les pouvoirs d'arrêt des mélanges gazeux suivent la règle d'additivité.

2° Le rapport des pouvoirs d'arrêt de deux mélanges de gaz différents, mais de même composition élémentaire est égal au rapport de leurs densités.

3° Le pouvoir d'arrêt des métaux n'est pas une fonction simple du poids atomique ni du nombre atomique. Du reste, il dépend de la vitesse des rayons alpha incidents. La formule :

$$s = K \frac{N}{\sqrt{N + 4}}$$

paraît être, de celles qui ont été essayées, celle qui représente le mieux les expériences.

4° Les déformations de la courbe d'ionisation causées par les métaux en lames minces semblent dues à des inégalités de surface provoquant des fluctuations de parcours.

5° Les alliages métalliques présentant des solutions solides se comportent vis-à-vis des rayons alpha à peu près comme des métaux purs. Mais les alliages donnant lieu à des eutectiques déforment considérablement la courbe d'ionisation.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ÉTUDE THÉORIQUE
DE LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DES MÉTAUX
ET SON APPLICATION
AUX EFFETS THERMO-ÉLECTRIQUES

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 19 juillet 1928.

Pour le Doyen de la Faculté des Sciences,

L'Assesseur,

JEAN PERRIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris.

Pour le Recteur,

L'Inspecteur de l'Académie,

A. MAURELLET.

